TOME 18 N° 8-9 AOUT-SEPTEMBRE 1957

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

L'ANNÉE GÉOPHYSIQUE ET L'IONOSPHÈRE (1)

Par le R. P. LEJAY,

Membre de l'Institut.

Ce n'est pas dans mes intentions de vous faire ce soir un exposé complet du programme de l'Année Géophysique ni de reprendre devant vous son organisation ; de nombreux articles ont paru dans la presse et je craindrais de produire chez beaucoup d'entre vous une impression de déjà vu.

Parlant aujourd'hui devant des physiciens, il me paraît qu'il sera plus intéressant, plutôt que de rester, forcément, dans des généralités sur un nombre considérable de sujets différents, de me restreindre à un petit nombre de disciplines et vous exposer avec plus de détails certaines techniques modernes encore peu connues ou même en plein développement.

Pour situer cependant mon exposé, je me vois forcé de rappeler d'un mot comment est née l'idée de cette vaste opération dont le programme primitivement restreint, s'est développé immensément au point de couvrir l'ensemble de la géophysique. Je m'excuse à l'avance auprès de ceux qui sont déjà au courant de cette histoire, que j'essayerai de résumer brièvement.

Le 4 septembre 1950 une vingtaine de physiciens, d'astronomes, de radioélectriciens étaient réunis à Bruxelles pour confronter leurs vues sur quelques problèmes de la haute atmosphère ; ils examinaient en particulier les conditions de formation des couches ionisées et l'influence de l'arrivée des particules émises par le Soleil. Or, quel que soit l'aspect sous lequel ces questions étaient considérées, soit qu'on cherchât à obtenir une vue générale des perturbations ionosphériques, soit qu'on voulût préciser le mécanisme de la formation des aurores polaires, soit qu'on essayât d'expliquer la figure, à la surface de la terre, des perturbations du magnétisme terrestre, il apparaissait que, malgré le grand nombre des postes d'observation, il restait trop de lacunes, notamment dans les régions polaires et équatoriales, pour qu'il fût possible d'obtenir une vue complète des phénomènes.

Ce n'est probablement pas une idée fausse que de penser que beaucoup des grands problèmes de la géophysique restent stationnaires principalement parce que les données recueillies dans les observations sont trop peu nombreuses, malgré les efforts de coordination internationale, insuffisamment cohérents.

Quelques délégués à Bruxelles de l'Union Internationale de Radioélectricité Scientifique rappelèrent qu'en 1882 une première Année polaire avait été organisée et avait abouti à des résultats très intéressants notamment sur la distribution géographique des aurores. C'est cette année polaire qui avait été au point de départ des conceptions modernes du magnétisme terrestre. Cinquante ans plus tard, en 1932-1933, la seconde année polaire avait vu naître l'organisation des sondages ionosphériques qui avaient été inaugurés jusque dans les régions arctiques, et vingt-trois nations avaient coordonné leurs efforts.

Pourquoi ne pas susciter une troisième année polaire au cours de laquelle les nouveaux procédés d'investigation de la haute atmosphère seraient systématiquement mis en œuvre ? La forte structure des Unions Scientifiques Internationales, leur autorité, l'expérience qu'elles ont acquise dans l'organisation des travaux en commun, leur cohésion au sein du Conseil des Unions Scientifiques devaient laisser espérer la réussite d'une action concertée de très grande envergure.

L'idée d'une concentration des efforts sur l'étude de la haute atmosphère était lancée. Le programme à cette époque se limitait à une extension des observations par sondages radioélectriques, à des études

(1) Conférence faite devant le Société Française de Physique, le 3 mai 1957.

plus nombreuses et mieux réparties du magnétisme terrestre et des rayons cosmiques, ainsi que des phénomènes solaires en corrélation étroite avec les phénomènes géophysiques, mais les auteurs de la résolution adoptée à Bruxelles pressentaient bien l'avenir puisqu'ils avaient introduit cette clause prophétique : « Sans aucun doute, d'autres buts seront assignés par l'Union Astronomique, l'Union de Géodésie et Géophysique, et particulièrement ses Associations de Météorologie, d'Océanographie et d'Hydrologie. »

La Commission ne croyait peut-être pas si bien dire ; sa proposition fut reçue avec enthousiasme, mais fut transmise au Conseil International des Unions Scientifiques sous une forme plus générale. Il n'y avait en effet aucune raison de limiter le projet aux seules régions polaires ni aux seuls phénomènes intéressant la très haute atmosphère ; en gardant à ces aspects du programme une certaine priorité, ne pouvait-on pas l'étendre avantageusement, faire profiter d'autres disciplines des multiples expéditions lointaines, sans pour autant accroître démesurément les frais ? C'est à ce point de vue que se rallièrent les Unions et le programme finalement adopté par elles comportait des observations dans tous les domaines où « une documentation étendue à la terre entière pouvait seule permettre d'obtenir une vue générale des phénomènes, nécessaire à leur interprétation ». Entretemps, des astronomes avaient demandé de leur côté qu'on profitât de l'occasion pour renouveler les opérations des longitudes de 1926 et 1932, dont la dernière datait également de vingt-cinq ans. Ils mettaient en avant qu'il serait intéressant de suivre, au cours de ce qui devenait « l'Année Géophysique », les mouvements du pôle ou les déformations de la croûte terrestre, de profiter des nombreuses observations de l'ionosphère pour déterminer avec plus d'exactitude les variations des durées de propagation des signaux horaires par lesquels les échanges d'heure se font entre observatoires astronomiques. Ces raisons n'étaient pas absolument sans valeur. Elles l'emportèrent sur les objections dont la principale était sans doute que le programme géophysique proprement dit était déjà fort lourd et serait peut-être trop onéreux pour certaines nations. L'avenir devait montrer qu'une fois de plus les optimistes avaient raison.

A la première réunion du « Comité spécial de l'Année Géophysique Internationale » formé par le Conseil des Unions, à Bruxelles, en juillet 1953, déjà vingt-cinq nations, dans des rapports parfois volumineux, présentaient le programme des observations qu'elles espéraient pouvoir exécuter. Dès cette première rencontre, le Comité International pouvait donc établir sur des bases solides un projet de programme idéal.

Une quarantaine d'experts se mirent au travail : tandis que les astronomes fixaient les observations qui devaient constituer le réseau de premier ordre où les mesures de longitude et de latitude seraient effectuées avec la plus grande précision actuellement possible, discutaient des instruments et des catalogues d'étoiles qui devaient être utilisés, cherchaient, parmi les nombreuses, trop nombreuses, émissions de signaux horaires, celles qui présentent le plus de garanties de régularité, huit groupes de travail se partageaient la préparation du programme dans les diverses branches de la géophysique. Encore, certains chapitres étaient-ils réservés ; c'est ainsi que l'utilisation des fusées n'était pas précisée, et l'extension du programme à la gravimétrie restait discutée. Le groupe « fusées » ne se formera qu'à Rome l'année suivante ; celui qui devra s'occuper des mesures de la pesanteur, autrement dit des marées de l'écorce terrestre, seulement à Bruxelles, deux ans plus tard.

Rien ne peut mieux faire saisir à la fois le but visé par les promoteurs de l'Année Géophysique et l'ampleur de l'effort nécessaire pour l'atteindre, que l'examen du programme mis sur pied par le groupe des météorologistes, aussi nous faut-il en dire un mot. Il s'agit en premier lieu, disait leur rapport, de déterminer, *à l'échelle planétaire*, la distribution des mouvements des masses d'air, de la température et de la teneur en vapeur d'eau, la distribution à la surface de la Terre des sources d'énergie, causes de ces mouvements, l'influence des frottements et du relief, l'importance des échanges entre les deux hémisphères et l'influence de ces échanges sur la circulation générale ; enfin l'interdépendance entre les phénomènes de la très haute atmosphère et les variations à longue période du temps ou du climat.

Pour remplir un programme aussi ambitieux, la météorologie dispose déjà, il est vrai, de moyens puissants. Non seulement le nombre de postes d'observations existant dans le monde est considérable, mais une organisation très serrée a été développée, condition nécessaire comme on sait, de la sécurité aérienne.

Mais dans leurs travaux de routine quotidienne, les météorologistes sont beaucoup plus préoccupés d'échanges rapides d'information et de prévisions à court terme que de recherches, à leur grand regret, d'ailleurs ; tout au moins, plus attentifs aux phénomènes spéciaux et aux situations locales, ils n'ont guère de loisirs pour s'occuper de problèmes généraux. On pourrait dire que les quelques synthèses qui ont été tentées visent plutôt à brosser une toile de fond sur laquelle les conditions particulières à chaque région pourront apparaître en relief, qu'à déterminer comment ces conditions naissent de l'évolution générale de l'ensemble. Celles-ci d'ailleurs restent nécessairement imprécises du fait des lacunes qui subsistent dans le réseau mondial. En fait, aucun des vastes problèmes qui figurent au programme de l'Année

Internationale ne pourrait être traité dans les conditions actuelles. Pour qu'il soit possible de les aborder, il serait indispensable non seulement de multiplier les observations dans les stations existantes et de créer de nouveaux postes dans les régions déshéritées, mais aussi de poursuivre, au moins pendant un certain temps, sur toute la surface du Globe, certaines observations qui, en temps normal, ne peuvent avoir qu'un caractère exceptionnel. C'est précisément cet effort, trop lourd pour être soutenu de façon continue, qu'il a semblé possible de demander à toutes les nations du monde au cours des dix-huit mois que durera l'Année Géophysique. Encore a-t-on dû reconnaître qu'il serait impossible aux observateurs isolés dans les régions lointaines et même au personnel souvent restreint des pays développés, d'assurer une surveillance continue pendant une aussi longue durée. La cadence des observations ne sera donc poussée au maximum que dans de courts intervalles fixés à l'avance, quelques jours par mois. Même ainsi réduits, les frais occasionnés aux divers pays restent considérables : chaque sondage, par exemple, poussé à l'aide de ballons sondes spéciaux, jusqu'à 30 kilomètres d'altitude au lieu de 15, revient à 36 000 francs ; toute station supplémentaire établie en Afrique, coûtera à la France pendant l'Année Géophysique plus de 12 millions !

Si l'on songe que déjà plus de 1 500 stations météorologiques continentales sont inscrites comme devant participer aux observations spéciales, qu'il faut y ajouter les navires, spécialisés ou non, et les quelques centaines de stations aérologiques, on peut commencer à entrevoir à la fois l'immensité de l'œuvre entreprise..., et les difficultés qui attendent ceux qui devront assurer une complète exploitation des documents.

« Observations spéciales », « à l'échelle planétaire », nous retrouvons bien, dans ce domaine de la météorologie les deux traits caractéristiques essentiels du programme de l'Année Géophysique. Aussi est-ce de bon cœur que les promoteurs de l'opération acceptèrent de voir s'étendre à la basse atmosphère le plan qu'ils avaient initialement prévu pour l'étude des régions supérieures.

La porte était ouverte et nous vîmes alors les géophysiciens s'y précipiter ! L'idée fondamentale de l'Année Géophysique s'élargissait. Comment établirait-on un bilan des échanges thermiques de la planète sans tenir compte des données océanographiques, et comment ne profiterait-on pas des multiples expéditions lointaines en préparation pour étendre aux régions marines pratiquement inexplorées jusqu'ici, les mesures de courants aujourd'hui si grandement facilitées par les nouvelles techniques ?

Je n'ai rien dit du magnétisme ; comment dissocier des recherches sur la haute atmosphère les phénomènes dont précisément les causes se trouvent en altitude ? Comment laisser de côté les rayons cosmiques ? Et, puisqu'un effort spécial serait entrepris pour l'exploration des régions polaires, antarctique en particulier, comment ne pas entreprendre une étude des Aurores étendue au monde entier, comment ne pas en profiter pour exécuter aux pôles les réseaux gravimétriques qui nous manquent pour résoudre les grands problèmes de la géodésie.

Bref, nous assistons à une vaste mobilisation des géophysiciens. Cependant, nous ne pouvons oublier que la haute atmosphère est à l'origine de l'entreprise et que l'accent reste fortement marqué sur les recherches dans ce domaine. Non pas la haute atmosphère telle que l'entendent les météorologistes, celle qui se situe juste au-dessus de la stratosphère, mais celle qui, bien au delà, de 50 à 1 000 kilomètres de la Terre, forme l'enveloppe de gaz raréfiés de la planète.

Ces études qu'on aurait pu croire, il y a seulement vingt-cinq ans, d'un intérêt spéculatif, apparaissent aujourd'hui d'une grande importance pratique. Sans doute il n'est pas évident, pour l'instant, qu'une connaissance plus précise des variations de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par la couche d'ozone aux alentours de 30 kilomètres puisse conduire à des applications, bien que la présence de ce gaz soit une condition essentielle du développement de la vie sur la Terre. Nous ne voyons pas davantage d'applications pratiques immédiates à la détermination des courants électriques qui, peut-être vers 100 kilomètres, peut-être bien plus haut, sont la cause des perturbations du magnétisme terrestre. Mais il est maintenant reconnu que, sans une analyse des variations de l'ionisation en altitude, il serait impossible d'établir une organisation mondiale sérieuse des radiocommunications. D'autre part, la mise au point des engins téléguidés qui, sans aucun doute, se multiplieront dans un avenir proche, n'est guère concevable dans l'ignorance des propriétés du milieu dans lequel ils devront évoluer. C'est sans doute à ces deux applications, autant qu'au « besoin de savoir », que sont dus les efforts considérables tentés, ces dernières années, pour résoudre les énigmes de la haute atmosphère. On peut dire que toutes les ressources de la Physique ont été mobilisées (atomistique, optique, radio-électricité, théorie des gaz), pour l'étude des propriétés de cet étrange domaine où les notions classiques de la géophysique s'effacent pour donner place à des conceptions plus fines des phénomènes élémentaires : si on y parle encore de pression, et si on peut évaluer celle-ci en millionièmes de millimètre de mercure jusque vers 100 kilomètres, plus haut, non seulement le nombre par lequel elle s'exprime ne provoque plus aucune réponse de notre imagination, mais l'opération même qui revient à comparer la grandeur mesurée à un étalon d'un autre ordre, perd toute signification.

Cette enveloppe gazeuse de la Terre, qui, il y a une trentaine d'années, échappait encore presque complètement aux géophysiciens, nous est maintenant devenue accessible. Non seulement l'envoi sur place des fusées équipées d'instruments de mesure, a rendu possibles les observations directes, mais des techniques nouvelles ont été développées qui permettent de détecter et d'analyser les phénomènes à partir du sol, et c'est, précisément, la mise en œuvre et la coordination de ces nouveaux moyens d'investigation qui exigera le plus gros effort au cours de l'Année Géophysique Internationale.

On sait depuis une cinquantaine d'années que les aurores polaires qui illuminent presque quotidiennement le ciel des régions situées à une quinzaine de degrés des pôles magnétiques, sont dues à l'arrivée dans l'atmosphère terrestre, de particules animées de grande vitesse. L'étroite corrélation entre ces phénomènes et ceux qu'on observe à la surface du Soleil ne laisse aucun doute sur l'origine première de ces particules ; mais si pendant longtemps on a cru pouvoir déduire, du retard des phénomènes terrestres sur ceux du Soleil, que ces particules se propageaient avec une vitesse de l'ordre de 1 000 à 1 500 kilomètres par seconde, il n'a pas encore été possible de répondre entièrement à l'objection soulevée par la présence du champ magnétique terrestre. Des particules émises par le Soleil, chargées électriquement, déviées de leur course vers la Terre dès qu'elles en approchent tant soit peu, ne pourraient produire directement ni la concentration des aurores dans la bande étroite où on les observe presque exclusivement, ni les tempêtes magnétiques concomitantes qui s'observent sur la Terre entière. Cette vue simple des choses a dû être abandonnée. En examinant de plus près la théorie du mouvement de ces particules dans l'espace, on a été conduit à supposer qu'elles doivent s'enrouler autour de l'équateur à une distance de cinq ou six rayons terrestres, et c'est de cet anneau qu'elles s'échappent pour venir percuter l'atmosphère ; elles suivent alors les lignes de forces du champ magnétique, le long desquelles elles peuvent se propager librement, pour venir finalement atteindre les régions polaires. Certes, comme le montre avec évidence le déplacement des raies du spectre des aurores, ce sont bien des noyaux d'hydrogène animés de grande vitesse qui en provoquent l'illumination, mais ces particules ne parviennent à l'atmosphère polaire qu'après un certain détour, et on s'explique l'insuccès des tentatives qui avaient été faites en Angleterre pour détecter par des radars spéciaux les nuages électroniques qui se seraient approchés directement des régions de la Terre situées aux latitudes moyennes.

Le mécanisme de l'action des particules en provenance du Soleil sera un des sujets d'étude majeure de l'Année Géophysique. Plus de cent trente stations seront équipées pour observer soit les aurores, soit la radiation constamment émise par le ciel nocturne dont l'origine est peut-être apparentée à celle des aurores, soit les deux en même temps. Plusieurs de ces stations munies d'instruments nouveaux perfectionnés, tels que caméras ou radars automatiques, exploreront le ciel de façon continue. Quatre chaînes de stations échelonnées en latitude seront munies de photomètres. L'une s'étendra de Tromsö à Johannesburg, une autre de Thulé au Groenland jusqu'au sud de l'Argentine, une troisième du nord du Japon jusqu'en Terre Adélie, une dernière enfin aux Indes. Ainsi peut-on espérer que les phénomènes optiques de la haute atmosphère seront suivis avec une continuité dans le temps et l'espace, jamais réalisée jusqu'ici.

Mais ce n'est là qu'un des éléments susceptibles de fournir des indications sur les causes des phénomènes qui affectent la très haute atmosphère. Comme on le sait, celle-ci se trouve ionisée de jour par les radiations ultraviolettes et par les rayons X que le Soleil émet en permanence. De nuit, un résidu d'ionisation subsiste dans les plus hautes régions, où la durée de « vie » des électrons libres est relativement longue, tandis que d'autres causes ionisantes, de moindre importance, poursuivent leur action, telle par exemple le bombardement incessant de la Terre par les météores qui, par millions chaque année, viennent percuter sur l'atmosphère supérieure. Le problème sera de discriminer la part qui revient à chacune de ces causes ; il est rendu encore plus complexe par le brassage continu et les courants violents qui s'établissent au sein des gaz aux grandes altitudes.

Deux cents stations de sondages ionosphériques sont prévues ; en chacune d'elles, toutes les heures de jour et de nuit, on mesurera l'altitude des principales couches ionisées et la densité en électrons libres qui s'y rencontre ; aux jours perturbés, la cadence des observations sera portée à six ou même douze par heure. Automatiquement, à l'heure fixée, des signaux radioélectriques très brefs sont émis dirigés vers le zénith. Le retard des « échos », enregistré de façon continue, indique l'altitude de la couche où s'est produite la réflexion. En faisant varier la longueur d'onde des signaux, on peut ainsi déduire, par la variation du retard des échos, les altitudes où les conditions de réflexion se trouvent réalisées, de sorte que sur chaque enregistrement, tenant sur un film de quelques centimètres de longueur, on retrouve comme une coupe de l'ionosphère à la verticale de la station. En rapprochant ensuite les résultats de toutes les stations dispersées sur la surface de la Terre entière, il devient possible de dresser des cartes mondiales de l'ionisation comme les météorologistes le font, à partir des observations par ballons sondes, pour l'humidité, la pression en altitude ou la température.

Suivre de la sorte, d'heure en heure, l'évolution générale de l'état d'ionisation de la haute atmosphère sera, au cours de l'Année Géophysique, relativement simple pour les radioélectriciens, dont l'expérience acquise dans ce domaine date déjà d'une vingtaine d'années. Sans doute sur ce point, aucune idée révolutionnaire n'apparaîtra, mais une connaissance plus fine des phénomènes, surtout dans les régions équatoriales et polaires, résultera de l'analyse de documents beaucoup plus nombreux que ceux dont nous disposons en temps normal ; d'autre part l'acquisition de cette vue d'ensemble en quelque sorte statique, de l'ionosphère, sera le préambule nécessaire à l'étude bien plus complexe de sa dynamique. Car, on s'en doute, l'ionosphère n'est pas un milieu en repos, pas plus que ne le sont les couches les plus basses de la haute atmosphère ; elle est sujette à de vastes mouvements généraux, à une forte turbulence, et elle subit des perturbations considérables, dues aux variations brusques des causes ionisantes ; bref, elle est le siège de vents réguliers encore très mal connus, et on y rencontre des tempêtes dont le mécanisme et la propagation nous échappent.

La méthode de mesure des vents ionosphériques qui a été retenue est la suivante : on dispose trois antennes à quelque cent mètres de distance aux sommets d'un triangle et on enregistre les fluctuations du champ d'un émetteur d'impulsions après réflexion des signaux sur l'ionosphère. On remarque que les fluctuations présentent en général une grande similitude, mais qu'elles sont décalées dans le temps. Sur les enregistrements on mesure les décalages entre des points remarquables des courbes, par exemple des maxima ou des minima prononcés. Soient N, C et E les antennes situées au Nord, au centre et à l'Est du dispositif, t et t' les retards observés de l'arrivée des phénomènes aux antennes Nord et Est par rapport aux temps d'arrivée des mêmes phénomènes sur l'antenne centre. Si d est la longueur des côtés du triangle, on pourrait tout d'abord supposer que d/t et d/t' sont les composantes Nord-Sud et Est-Ouest de la vitesse de l'image sur le sol, soit le double de la vitesse des irrégularités de la surface réfléchissante. Il est facile de voir que dans ces conditions la vitesse elle même de cette image serait donnée par $1/V^2 = 1/V_N^2 + 1/V_E^2$.

C'est le principe qui a été exposé dans le Manuel international de l'Année Géophysique.

Mais en réalité, les choses ne sont pas aussi simples. Ce qu'on observe en fait, au sol, est le déplacement d'une image de diffraction se déplaçant bien à une vitesse double du déplacement des irrégularités ionosphériques (en supposant que l'ionosphère ne subit pas de modifications pendant le temps très court des passages au-dessus des antennes). Ces images de diffraction comportent naturellement des maxima et des minima dont les passages sur les antennes causent les maxima et les minima des enregistrements. On peut bien supposer que les lignes de maximum par exemple peuvent être, sur un petit espace, assimilées à une portion de droite, mais rien ne permet de supposer que ces lignes de maximum se déplacent perpendiculairement à elles-mêmes.

Ce qu'on a mesuré par la méthode précédente est en réalité la composante de la vitesse dans une direction perpendiculaire à la ligne de maximum, soit non pas la vitesse V cherchée mais la projection v de V sur cette direction.

Un procédé permet de tourner aisément la difficulté. Si en effet on a déterminé à l'aide de mesures sur plusieurs maxima ou minima un certain nombre de vecteurs v, toutes les extrémités de ces vecteurs doivent se trouver sur un même cercle, dont le diamètre est en grandeur et en direction le vecteur V cherché.

C'est par ce procédé que depuis plus d'un an nous mesurons les vents au L. N. R. et l'expérience montre que, en effet, dans une grande majorité des cas les points représentatifs se placent très sensiblement sur un cercle, ce qui donne une bonne confirmation de la représentation proposée du phénomène. Mais le fait que le procédé n'est pas encore adopté universellement montre combien la question est encore peu avancée. Il est certain que l'Année Géophysique sera l'occasion de tirer au clair ce problème, et non seulement celui de l'étude des mouvements généraux de l'ionosphère, mais aussi celui des turbulences qui s'y produisent.

On peut en dire autant de la question des tempêtes ionosphériques, dont l'intérêt géophysique est aussi grand, mais qui, de plus, présente un intérêt pratique immédiat. La prévision des fréquences sur lesquelles doivent être établies les communications radioélectriques est faite en effet, pour chaque trajet du trafic, en tenant compte des lois générales de la variation de l'ionisation des couches réfléchissantes de la haute atmosphère en fonction de l'activité moyenne du Soleil, qui suit comme on sait, un cycle de onze ans ; mais il arrive fréquemment, surtout au voisinage du maximum de ce cyle (ce sera le cas en 1958) que de graves perturbations soient observées, en relation étroite avec le passage sur le disque solaire de centres éruptifs, émetteurs de radiations courtes autant que de corpuscules. Très souvent les premières entraînent presque immédiatement des perturbations brèves, dont la durée varie de quelques dizaines de minutes à quelques heures, tandis que les secondes, avec un retard d'une trentaine d'heures, causent des tempêtes magnétiques ou ionosphériques qui peuvent se développer pendant deux ou trois jours.

Si rien ne permet encore de prévoir les premiers phénomènes, violentes explosions subites au sein des gaz de la chromosphère solaire, les seconds

peuvent parfois être décelés sur le Soleil un ou deux jours avant que la perturbation ne se manifeste sur la Terre ; l'apport de nouvelles précisions sur le mécanisme du développement des tempêtes ou sur les lois de leur évolution pourrait donc avoir des répercussions pratiques d'un grand intérêt.

Aussi, des organismes ont-ils été déjà créés depuis la guerre pour centraliser les observations géophysiques et solaires, comparer les pronostic établis en divers pays, et lancer les avertissements aux intéressés. L'Année Géophysique profitera largement de cette organisation et contribuera à lui donner un nouvel essor. Ce sont en effet ces institutions déjà existantes qui seront chargées de prévoir les « jours spéciaux » pendant lesquels toutes les stations devront effectuer le maximum d'observations, en vue d'une étude ultérieure plus fine de l'évolution des phénomènes, et ce sont elles qui devront alerter les stations un ou deux jours avant l'événement prévu. Dès maintenant les dispositions sont prises pour assurer le concentration la plus rapide des données d'observation qui leur sont nécessaires et pour établir entre elles les interconnexions les plus serrées. Bien que ce soit en principe le service des prévisions américain qui doive avoir la responsabilité des décisions finales, d'autres services, et en particulier les services européens, sont appelés à jouer un rôle d'autant plus important que, dans ce domaine, la France a toujours eu l'initiative. Dans la région européenne les moyens les plus modernes sont utilisés : telex imprimant à domicile, bélinographes permettant la reproduction instantanée à distance des images du Soleil, téléimprimeurs à bandes perforées, etc.... Il faut en effet aller vite si on veut obtenir qu'en vingt-quatre heures les données soient transmises des observatoires aux prévisionistes, les prévisions établies, les décisions prises et enfin les alertes diffusées aux stations d'observation les plus lointaines, jusque dans les régions polaires, aussi bien que sur l'Équateur. Les essais de transmission qui ont été faits dans les mois qui ont précédés l'année géophysique ont montré l'excellence de l'organisation. En général, les avis d'alerte émis d'Amérique à 16 heures (temps universel) sont parvenues à plusieurs centaines de stations dispersées dans le monde entier, avant 19 heures. Seules quelques stations très isolées, notamment sur l'Antarctique n'ont été touchées qu'à la fin de la journée, ou même au début de la journée suivante.

Un troisième sujet d'études de très grande importance sur lequel porteront les efforts au cours de l'Année Géophysique est l'absorption des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère.

On sait que cette question a une importance pratique considérable pour l'organisation des radiocommunications, car, s'il est nécessaire, pour l'établissement du trafic de connaître les fréquences susceptibles d'être réfléchies et de parvenir au récepteur, il n'est pas moins nécessaire de prévoir l'intensité du champ reçu et de fixer ainsi par exemple la puissance à mettre en jeu à l'émission.

Mais d'autre part, les mesures de l'absorption subie par une onde émise verticalement offre aussi un grand intérêt spéculatif. L'atténuation subie, correctement analysée, doit nous éclairer sur le mécanisme même de la réflexion et, si les sondages classiques verticaux nous révèlent le degré d'ionisation aux diverses altitudes, les mesures de l'atténuation à la verticale sont à la base de toute théorie sur l'influence des chocs.

L'atténuation d'une onde électromagnétique est due à deux causes. A une altitude relativement basse, autour de 70 ou 80 km, on rencontre une couche faiblement ionisée (quelques milliers d'électrons par cm^3) au sein d'un gaz où la pression est encore forte (10^{16} molécules de O^2/cm^3). Le nombre de chocs est considérable. Cette absorption est un phénomène relativement simple qui a retenu presque uniquement l'attention pendant longtemps et jusque dans ces toutes dernières années.

Mais, malheureusement, il est difficilement séparable dans les études expérimentales des phénomènes d'atténuation qui se produisent, à des altitudes plus élevées au cours de la réflexion sur les couches ionisées supérieures.

En réalité, les données expérimentales dont nous disposons se réduisent essentiellement à l'observation de l'intensité de l'onde réfléchie qui revient au sol. Passons sur un second type d'absorption qui se produit au sein de la couche réfléchissante lorsque la fréquence utilisée est voisine de la fréquence critique ; si cette forme d'absorption est intéressante, elle peut être éliminée par un choix judicieux de la fréquence. Elle cause il est vrai des difficultés expérimentales du fait qu'il existe plusieurs couches ionisées ayant des fréquences critiques différentes et variables au cours de la journée, rendant ainsi pratiquement impossible de suivre l'évolution continue des phénomènes. Passons sur ces difficultés.

C'est sur le mécanisme même de la réflexion que je voudrais attirer votre attention. Il est évident que s'il est loisible, lorsqu'on cherche uniquement les valeurs des fréquences susceptibles d'être réfléchies, de considérer les couches ionisées comme des miroirs parfaits, il n'en va plus de même lorsqu'on mesure les intensités réfléchies. Les couches ionisées sont très diverses ; certaines couches inférieures sont relativement minces ; le gradient d'ionisation est élevé ; on peut concevoir que la réflexion se produise dans une épaisseur de quelques longueurs d'onde. Au contraire, d'autres couches sont épaisses ; le gradient est faible, la pénétration de l'onde au cours de la réflexion est profonde. Bref, nous nous trouvons devant un phénomène de réflexion partielle. Il ne peut plus être

question aujourd'hui de supposer comme on l'a fait longtemps que le coefficient de réflexion est toujours très voisin de l'unité. En réalité, dans certains cas, il résulte de la réflexion une atténuation qui peut être de l'ordre de grandeur de l'absorption proprement dite subie au cours de la traversée de la couche D.

Jusqu'ici, certaines écoles étrangères ont trouvé commode de désigner sous le terme absorption l'ensemble des atténuations. Ceci comporte l'inconvénient de confondre deux phénomènes essentiellement différents, mais par contre présente l'avantage de conduire à un résultat global immédiatement accessible à l'expérience.

Deux méthodes de mesure de ce qu'on appelle à tort l'absorption totale, que nous appellerons l'atténuation, peuvent être utilisées.

On mesurera l'intensité du champ reçu, après réflexion sur l'ionosphère d'autre part pendant la nuit, alors que l'absorption par la couche D est nulle, la couche basse disparaissant presque instantanément au coucher du Soleil, et d'autre part l'intensité du champ de jour. A condition de ramener les champs mesurés à une hauteur de couche standard, le rapport des intensités de champ de jour et de nuit donnera l'atténuation subie de jour. Bien entendu toutes les précautions sont prises pour que la puissance émise et la sensibilité du récepteur restent rigoureusement constantes.

Une autre méthode consiste à comparer les intensités d'échos successifs, par exemple le premier écho et le deuxième qui revient au sol après avoir parcouru deux fois le trajet après une réflexion sur le sol. Si I_1 est l'intensité du premier écho, ρ_g le pouvoir réflecteur du sol et ρ l'atténuation subie au cours d'un trajet aller et retour, le champ du deuxième écho ($I_2 = \rho\rho_g\ I_1/2$). Le pouvoir réflecteur du sol ρ_g n'est pas très exactement connu, mais l'expérience montre qu'il est assez voisin de l'unité, l'atténuation pouvant varier de 2 à 4 dB.

En admettant 3 dB comme valeur pratique, en tenant compte de l'affaiblissement du champ en fonction de la distance parcourue, double pour le second écho, soit 6 dB, on voit que, en décibels

$$I_1 - I_2 = -\rho + 9.$$

d'où on déduit ρ.

Or (c'est là le point essentiel qui résulte nettement d'expériences poursuivies depuis deux ans au L. N. R.), les deux méthodes conduisent à des résultats systématiquement différents, différence qui semble ne pouvoir provenir que de différences dans le mécanisme de réflexion sur la couche ionisée. Cette explication est nettement confirmée semble-t-il par le fait que lorsque la réflexion se produit sur une couche très mince, *E* sporadique par exemple, où le gradient d'ionisation est très grand et donc, le pouvoir de réflexion très voisin de 1, les résultats des deux méthodes se retrouvent en bon accord.

Les nombreuses déterminations qui seront faites au cours de l'A. G. I., permettront sans doute d'éclaircir la question qui est fondamentale puisqu'elle met en cause la validité de tous les résultats obtenus jusqu'ici dans ce domaine. Sur ce point on le voit, l'Année Géophysique ne sera pas seulement l'occasion d'accumuler des documents, mais bien de préciser de grands problèmes insuffisamment approfondis.

Bien entendu, les méthodes radioélectriques ne seront pas les seules à être utilisées pour l'étude de la haute atmosphère, au cours de l'Année Géophysique.

Le temps me manque pour vous parler du développement des méthodes optiques. Ce pourrait être l'objet d'une longue conférence. Je me contenterai aujourd'hui à titre d'illustration de vous dire un mot d'une partie du programme d'observation par emploi de fusées. Le seul exposé du programme anglais suffira à vous donner une idée de ce qui peut être fait, là où ailleurs.

Les Britanniques ont l'intention d'utiliser des engins très nouveaux pouvant atteindre l'altitude, modeste dans l'état de la technique actuelle, de 150 km. L'essai de ces fusées a été fait en Australie en février dernier ; ce sont des engins simples sans contrôle de direction, seulement stabilisés par des nageoires ; en fait ce sont des flèches, munies d'un moteur, qui atteignent une vitesse cinq ou six fois supérieurs à celle du son.

Ces fusées seront munies d'instruments mesurant la pression, la densité et la température ; les vents à basse altitude, c'est-à-dire jusqu'à 100 km seront mesurés au sol par l'observation des éclatements de grenades éjectées toutes les deux secondes ; les calculs qui doivent donner les variations de la vitesse du son avec l'altitude seront exécutés par des calculateurs électroniques. Des rubans d'aluminium, éjectés eux aussi, permettront de suivre par radar la trajectoire et de déterminer les altitudes ; la chute des rubans sera suivie et permettra une nouvelle détermination des vents. Des filtres optiques permettront d'isoler les diverses radiations provenant du soleil et les intensités dans les diverses bandes de fréquence seront transmises par radio. L'étude des signaux émis apportera des renseignements ionosphériques débarrassés des difficultés dont nous avons parlé précédemment. Les ingénieurs espèrent pouvoir porter l'altitude maximum a 150 km avec une charge utile de 50 kg.

Malheureusement de telles expériences sont coûteuses ; ces fusées ont 7 m 60 de longueur ; le vol ne dure que 3 minutes à la montée et chacun des 24 instruments de mesures ne pourra envoyer qu'une centaine d'indications. Cependant elles apporteront des renseignements qui, semble-t-il, ne pourraient être obtenus par aucune autre méthode ; il est heureux que ces essais se multiplient en d'autres pays qu'aux États-Unis et en U. R. S. S.

et soient tentés en d'autres régions que les zones tempérées.

Il semble que nous en ayons dit assez pour faire entrevoir l'ampleur non seulement de l'effort technique mais aussi de l'effort d'organisation qui s'accomplit à l'heure présente, au plan national d'abord, pour la coordination entre spécialistes de diverses disciplines, à l'échelon international plus encore, pour la coordination des travaux de toutes les nations du monde.

Si on regarde en arrière, on trouve dans les réalisations déjà effectuées de nombreuses raisons d'optimisme. Des difficultés de tous ordres ont dû être surmontées ; la préparation des opérations en a été quelque peu retardée, mais il semble qu'elle soit en bonne voie, et tout laisse croire qu'au moins une partie très importante du programme d'observations élaboré à Bruxelles sera rempli. Déjà, en de nombreuses stations, les bâtiments s'élèvent, aussi bien par exemple, en ce qui concerne la France, à Bangui ou à Tamanrasset qu'en Terre Adélie ou dans la métropole ; le matériel scientifique se rassemble : le moral des troupes, autant qu'on peut en juger, est excellent ; seule une certaine pénurie d'effectifs cause encore quelque inquiétude à plusieurs Comités nationaux.

Mais cette vue optimiste peut-elle être étendue vers l'avenir ? Après avoir gagné la guerre pourra-t-on gagner la paix ?

Il faut bien dire que si, il y a trois ans, il paraissait difficile d'organiser un programme cohérent, de mobiliser les spécialistes de tant de nations différentes, de trouver les crédits et le personnel d'exécution, il apparaît aujourd'hui qu'une exploitation exhaustive des résultats rencontrera des obstacles autrement graves, tant du point de vue matériel que du point de vue moral.

Il ne sera pas simple en effet de rassembler dans chaque discipline tous les documents qui pourraient servir de points de départ à des études synthétiques ; il sera encore plus difficile de trouver les moyens qui permettraient de mettre ces documents à la portée de tout chercheur désireux de poursuivre de telles études. Et cela, tout d'abord par suite de l'énorme quantité de données qu'il s'agit de collationner — ce qui posera un nouveau problème d'ordre financier — mais aussi, et peut-être surtout, par suite des résistances qui ne manqueront pas de surgir lorsqu'il sera demandé soit aux institutions, soit aux nations, de mettre à la disposition de tous le fruit de leur labeur.

L'expérience est en effet malheureusement quotidienne de la difficulté que rencontre un chercheur de se procurer les documents recueillis par un collègue, même compatriote, appliqué à des travaux voisins du sien. Combien plus grande devient-elle lorsque la concurrence s'établit entre deux institutions rivales ! Que dire alors lorsque le point de vue du prestige national vient s'ajouter aux intérêts personnels ! En fait, s'il se trouve de nombreux exemples de désintéressement, on peut dire qu'en règle générale, les travaux originaux ne sont communiqués, surtout de pays à pays, que lorsque tout le bénéfice intellectuel immédiat a pu en être tiré, c'est-à-dire souvent avec un long retard, lorsque déjà les conclusions ont été dépassées.

L'enthousiasme qui a présidé à l'organisation des observations de l'Année Géophysique ne s'est pas heurté à ces obstacles ; chaque nation, en effet, et en général à l'intérieur de chacune d'elles, chaque institution, en acceptant de prendre une part des responsabilités, a gardé son autonomie ; pour l'exploitation des résultats, au contraire, il s'agira de fournir à d'autres, en somme gratuitement, et souvent sans possibilités de réciprocité, des moyens de travail acquis au prix de lourds efforts. La solidarité établie par l'établissement d'un programme commun suffira-t-elle à rendre la chose possible ? Il est sans doute meilleur de le croire.

Mais ce préambule optimiste étant posé, le problème n'en est pas pour autant résolu. Une première solution proposée, qui consistait à rassembler en un même lieu l'ensemble des documents d'observation, se révèle, à l'examen, inacceptable. Il est facile de comprendre qu'un tel rassemblement, en effet, au lieu de favoriser une distribution et une exploitation complètes des résultats, risquerait d'y faire obstacle.

C'est en partie pour ces raisons, et peut-être plus encore en considération du danger de destruction possible de toute la documentation dans une catastrophe, qu'une proposition a été faite de créer non plus un, mais trois ou quatre centres, respectivement aux États-Unis, en Europe, en Russie et peut-être en Extrême-Orient. Cette solution rendrait évidemment plus facile une consultation des documents originaux par les spécialistes, au prix il est vrai d'une dépense supplémentaire ; mais elle ne fait que reculer à un autre échelon les mêmes difficultés.

Un pas vers une solution acceptable a peut-être été franchi lorsque le Comité International de l'Année Géophysique a accepté l'idée d'une concentration partielle des documents par plusieurs organismes pour chacune des disciplines. Si cette tendance se développait, nous voulons dire si, même à l'intérieur de chaque discipline, on multipliait les points de concentration en confiant à des pays différents le soin de rassembler les documents relatifs à chacune des questions du programme, judicieusement réparties, on pourrait espérer que, du fait de la division des responsabilités et des charges financières, et aussi du fait que chaque nation se trouverait avoir en mains une monnaie d'échange, bien des susceptibilités s'atténueraient. D'autre part, l'Organisation météorologique mondiale a accepté en principe la charge de toute la documentation qui l'intéresse, de beaucoup la plus volu-

mineuse dans l'ensemble des activités de l'Année Géophysique. L'Union Internationale de Radioélectricité envisage de son côté les moyens de faire prendre en charge par quelques-uns des organismes les plus développés la documentation relative à l'ionosphère. Mais les modalités de la diffusion des documents auprès des nombreux chercheurs spécialisés n'est pas encore fixée. L'organisation météorologique, grâce à la puissance de ses moyens, pourra bien distribuer les millions de résultats d'observation moyennant une légère participation financière des intéressés (généralement de grands organismes d'État) ; au contraire, l'Union de radioélectricité, qui ne dispose pas de moyens financiers, pourra difficilement faire assurer la reproduction des quelques 300 kilomètres de films sur lesquels seront fixées, tous les quatre centimètres, les caractéristiques de l'ionosphère. Puisqu'il semble inconcevable de publier l'ensemble (la collection des microfilms relatifs à l'ionosphère représenterait à elle seule plus de 10 000 pages in quarto de gravures !), qui fera le choix des documents les plus intéressants ? Tout ce qu'on peut retenir des discussions préliminaires est que, de plus en plus, on prend conscience de l'importance des moyens qu'il conviendra de consacrer à la publication des documents pour qu'un parti, proportionné à l'effort des exécutants, puisse être tiré de l'opération.

L'Année Géophysique sera-t-elle alors achevée ? Laissera-t-on aux initiatives individuelles le soin de l'étude des documents ? Pour le moment, il semble que les imaginations, sur ce point, soient prêtes à déclarer forfait, bien qu'il soit peu vraisemblable que l'organisation internationale puisse limiter son efficacité à la seule récolte de documents homogènes. Des expériences heureuses ont déjà été faites de travaux en commun aboutissant à des publications internationales exécutées par des équipes de spécialistes, et il n'est pas douteux que l'Année Géophysique donnera l'occasion de tels rapprochements entre savants de même discipline de pays différents. Mais pour l'instant rien dans ce genre n'est prévu et le Comité International de l'A. G. I. ne semble pas disposé à prendre de telles responsabilités, puisqu'il a décidé de se disperser vers 1960 lorsque le rassemblement des documents sera achevé. Les Unions scientifiques internationales devront alors prendre les initiatives, chacune en ce qui la concerne, pour provoquer les études, et constituer les groupes qui seront chargés de les poursuivre.

Nous nous retrouvons devant le problème que nous posions en commençant. L'Année Géophysique a, sur plus d'un aspect, été montée comme une mécanique ; des programmes ont été fixés, parfois de façon rigide. Et cela, certes, n'est pas sans avantages. La discipline militaire s'impose dans l'exécution de vastes opérations mobilisant des effectifs nombreux et divers ; mais elle risque de tuer l'initiative. Les exécutants qu'on met en demeure de suivre un plan détaillé, auquel rien ne doit être modifié, et de fournir des documents sous forme standard à des Centres coordinateurs, n'auront-ils pas l'impression, peut-être en partie justifiée, qu'on les fait travailler au profit de quelques Seigneurs de la Science ? Alors, ils se sentiront mercenaires ; alors, les résultats de l'Année Géophysique se réduiront aux conclusions statistiques que, seules, peuvent fournir les machines calculatrices, si perfectionnées soient-elles. Les savants auraient fait un pas de plus vers le fonctionnarisme ; la Science, mécanisée, aurait tourné le dos à la culture. Il ne faut pas, pour son avenir, que cela soit, et pour l'instant aucun effort, ne doit être épargné, aucun sacrifice financier ne doit être discuté, pour que, dans le cadre général du programme, l'activité et les initiatives des jeunes se développent en toute liberté, pour que l'ensemble des résultats soit accessible au moindre des chercheurs qualifiés. Les cadres administratifs de l'opération, légitimement préoccupés de son organisation et de l'ordonnance à y maintenir, devront, sous peine d'échec, garder le souci de ne pas étouffer le génie dispersé de par le monde ; mais veiller à créer au contraire l'ambiance où il pourra éclore et s'alimenter. Il leur appartient par le laborieux effort de ces années d'analyse de préparer et de faciliter les quarts d'heure de synthèse qui seuls, en définitive, constituent les véritables valeurs de la Science.

Manuscrit reçu le 5 juillet 1957.

THÉORIE DE LA BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE ET DES AUTRES PHÉNOMÈNES D'ORIENTATION MOLÉCULAIRE DANS LES LIQUIDES DIAMAGNÉTIQUES

Par A. PIEKARA et S. KIELICH,
Institut de Physique de l'Académie Polonaise des Sciences,
Laboratoire de Physique de l'Université Adam-Mickiewicz, Poznan.

1. Introduction. — La théorie de la biréfringence magnétique dans les milieux denses constitue un problème complexe qui ne peut être étudié que dans l'ensemble de tous les phénomènes de l'orientation moléculaire. Ce sont les phénomènes suivants : les deux biréfringences électrique et magnétique, la polarisation diélectrique, la saturation électrique de la polarisation diélectrique dite saturation diélectrique (changement de la constante diélectrique sous l'influence d'un champ électrique intense) et enfin la saturation magnétique de la polarisation diélectrique ou le changement de la constante diélectrique du liquide soumis à l'action d'un champ magnétique intense.

De nombreuses théories ont été proposées pour expliquer ces divers phénomènes, mais celles qui nous offrent un accord avec l'expérience ont été basées sur l'hypothèse de l'orientation moléculaire, provenant du célèbre physicien français, Aimé Cotton [1]. C'est lui, qui en commun avec M. H. Mouton, a trouvé en 1907 le phénomène de la biréfringence magnétique dans les liquides purs et qui a prévu justement son mécanisme en se basant sur une orientation des molécules anisotropes, orientation produite par le champ extérieur.

Les théories des divers phénomènes de l'orientation moléculaire, successivement développées par Langevin, 1910 [2], Debye, 1914 [3], Born, 1918 [4], Van Vleck, 1932 [5], etc..., sont limitées à des gaz parfaits. On admet, en général, que les molécules sont anisotropes au point de vue de leur polarisabilité électrique, optique et magnétique et qu'elles ont, en outre, un moment électrique permanent. Les molécules, tout à fait libres dans les gaz parfaits, sont partiellement dirigées par le champ extérieur, ce qui rend le milieu biréfringent et polarisé.

Divers auteurs ont fait des essais, séparément pour les différents phénomènes de l'orientation moléculaire, afin de prendre en considération les interactions moléculaires à l'état liquide. En particulier en ce qui concerne la polarisation diélectrique des liquides, il y a de nombreux travaux de Debye, 1935 [6], Fowler [7], Onsager, 1936 [8], Kirkwood, 1939 [9], Anselm [10], Fröhlich [11], etc. Relativement à la saturation diélectrique des liquides, il faut indiquer les travaux de Debye [12], Frenkel [13], Anselm [14], Booth [15] et, ultérieurement, de Buckingham [16]. D'autre part les deux biréfringences dans les liquides ont été traitées par Raman et Krishnan [17], Dupuy et Schérer [18], de Mallemann [19], Friedrich [20], Buckingham et Pople [21], etc...

Enfin, une étude théorique d'ensemble des phénomènes d'orientation moléculaire dans les liquides polaires a été présentée par l'un de nous, dans une série d'articles [22-27]. Dans cette théorie, nous avons admis une espèce déterminée d'interactions moléculaires, due à la forme aplatie ou allongée des molécules, c'est-à-dire les interactions qui tendent à coupler les molécules les plus voisines de façon, que la position privilégiée (ou la position du minimum d'énergie potentielle), soit celle des moments dipolaires parallèles ou antiparallèles. La dernière sorte de couplage, que nous nommerons couplage « quasi-antiparallèle », est bien applicable au nitrobenzène et trouve un appui sérieux dans un bon accord avec les résultats expérimentaux pour tous les phénomènes d'orientation moléculaire.

Pourtant cette théorie, n'étant applicable que pour les molécules soumises à un mécanisme déterminé du couplage intermoléculaire, n'est pas générale. Mais les autres théories mentionnées ci-dessus ne sont, de même, pas tout à fait satisfaisantes, à l'égard de la saturation diélectrique principalement. Notamment, nous avons trouvé, M. B. Piekara et l'un de nous [28], puis M. Chelkowski et l'un de nous [42], que, dans de nombreux liquides polaires, la saturation diélectrique devient positive, tandis que pour leurs solutions dans les solvants non polaires elle est normale, c'est-à-dire négative. Le changement de signe, pour une certaine concentration, ou l'inversion de la saturation diélectrique, nous semble être une « pierre de touche », pour que la théorie soit satisfaisante : une telle théorie doit être capable de rendre compte de l'inversion de la saturation diélectrique. Il est vrai, que notre précédente théorie a expliqué la saturation diélectrique inverse ; pourtant elle était liée à un seul modèle défini d'interaction moléculaire.

C'est pourquoi nous présentons ici une théorie générale des deux biréfringences et des autres

phénomènes d'orientation moléculaire dans les liquides diamagnétiques, qui n'impose aucun mécanisme spécial des interactions moléculaires. De même nous voudrions montrer que cette théorie générale, appliquée au cas particulier du nitrobenzène pour tous les phénomènes d'orientation moléculaire, s'accorde avec les principaux faits expérimentaux. En outre, d'une façon générale, elle permet de prévoir la valeur de la saturation magnétique de la polarisation diélectrique.

2. **Calcul des constantes molaires de Cotton-Mouton et de Kerr des liquides diélectriques.** — Considérons un volume V, constituant une partie macroscopique ou microscopique d'un liquide diélectrique et contenant N molécules. Nous admettons, que les molécules sont polaires et anisotropes. Leur anisotropie, électrique, optique et magnétique, est caractérisée par les tenseurs symétriques $(\mathcal{A}^e_{ij})$, $(\mathcal{A}^o_{ij})$ et $(\mathcal{A}^m_{ij})$ respectivement, dont les composantes se rapportent aux axes x, y, z d'un système de coordonnées lié à la molécule. De même les composantes du moment électrique permanent $\boldsymbol{\mu}$ dans ce système de coordonnés sont μ_1, μ_2, μ_3.

L'énergie d'une molécule, dans les champs extérieurs, électrique **E** et magnétique **H**, s'exprime par la formule

$$\mathcal{U}_q(\tau, F, H) = -\sum_i \mu_i \alpha_i^{(q)} F - \frac{1}{2} \sum_{ij} \mathcal{A}^e_{ij} \alpha_i^{(q)} \alpha_j^{(q)} F^2 - \frac{1}{2} \sum_{ij} \mathcal{A}^m_{ij} \beta_i^{(q)} \beta_j^{(q)} H^2, \quad (1)$$

où $i = 1, 2, 3$ et $j = 1, 2, 3$, les $\alpha_i^{(q)}$ et $\beta_i^{(q)}$ représentent les cosinus des angles des vecteurs **E** et **H** avec les axes x, y, z du système de coordonnées, lié à la molécule q, τ représente l'ensemble des variables définissant la position et l'orientation d'une molécule, enfin **F** est la composante du champ électrique interne dans la direction du champ extérieur **E**. L'autre composante du champ interne, lié au champ de réaction, d'après les idées d'Onsager, a la direction du moment électrique de la molécule et ne prend aucune part à l'action d'orientation ; elle ne change que la valeur du moment permanent ainsi que l'anisotropie électrique par rapport à celle de l'état gazeux.

L'énergie totale du volume V du liquide s'écrit alors

$$U(\tau, F, H) + U_N, \quad (2)$$

où

$$U(\tau, F, H) = \sum_{q=1}^{N} u_q(\tau, F, H) \quad (3)$$

est la somme de l'énergie des molécules particulières (soumises au deux champs extérieurs **F** et **H**) et U_N représente l'énergie d'interaction entre toutes les molécules du volume V. Supposons, que ce volume, quoique macroscopique, soit assez petit pour que l'on puisse considérer qu'il se trouve dans un champ électrique uniforme d'une onde lumineuse. Dans ce cas, le moment électrique $M^o_{F^o}$ induit par le champ $\mathbf{F}^o$ de l'onde lumineuse dans le volume V, s'exprime par la somme des composantes du moment moléculaires $m^o_{F^o}$ suivant la direction du vecteur $\mathbf{F}^o$. On a donc

$$M^o_{F^o} = \sum_{q=1}^{N} m^{o(q)}_{F^o}, \quad (4)$$

où

$$m^{o(q)}_{F^o} = \sum_{ij} \mathcal{A}^o_{ij} \gamma_j^{(q)} \gamma_j^{(q)} \mathbf{F}^o, \quad (5)$$

$\gamma_i^{(q)}$ ou $\gamma_j^{(q)}$ étant les cosinus des angles que fait le vecteur $\mathbf{F}^o$ avec les axes x, y, z du système de coordonnées lié à la molécule q.

La valeur moyenne statistique du moment $M_0^{F^o}$ s'exprime par la formule

$$< M^o >_{E,H} = \frac{\int M^o_{F^o} \, e^{-\frac{U(\tau,F,H)+U_N}{kT}} d\tau}{e^{-\frac{U(\tau,F,H)+U_N}{kT}} d\tau} \quad (6)$$

où $d\tau = \prod_{q=1}^{N} d\tau_q$, $d\tau_q$ représentant les éléments de volume dans l'espace des coordonnées choisies. Si on développe cette expression en série selon les puissances de l'intensité des deux champs extérieurs **E** et **H** en se limitant aux termes contenant E^2 et H^2, on trouve une forme de laquelle, dans le cas d'une symétrie de révolution des molécules, z étant l'axe de révolution $\mu_1 = \mu_2 = 0$, $\mu_3 = \mu$, on déduit pour

$$< m^o_{F^o} >_{E,H} = (1/N) < M^o >_{E,H}$$

une expression de la forme suivante :

$$< m^o_{F^o} >_{E,H} = \mathcal{A}^o F^o + \frac{1}{2}(3 \cos^2 \Omega_E - 1) (\Theta_1^{oe} R_{CM} + \Theta_2^{oe} R_K) F^o F^2 + \frac{1}{2}(3 \cos^2 \Omega_H - 1) \Theta_1^{om} R_{CM} F^o H^2, \quad (7)$$

où

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{A}^o &= \frac{1}{3} \sum_i \mathcal{A}^o_{ii}, \\ \Theta_1^{oe} &= \frac{2}{45\,kT} (\mathcal{A}^o_{33} - \mathcal{A}^o_{11}) (\mathcal{A}^e_{33} - \mathcal{A}^e_{11}), \\ \Theta_2^{oe} &= \frac{2}{45\,k^2 T^2} \mu^2 (\mathcal{A}^o_{33} - \mathcal{A}^o_{11}) \\ \Theta_1^{om} &= \frac{2}{45\,kT} (\mathcal{A}^o_{33} - \mathcal{A}^o_{11}) (\mathcal{A}^m_{33} - \mathcal{A}^m_{11}), \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Ω_E et Ω_H sont les angles entre le vecteur optique $\mathbf{F}^o$ et les vecteurs **E** et **H** respectivement. R_{cm} et R_k, dits « facteurs de réduction » (bien que R_{cm} soit dans certains cas plus grand que 1) sont donnés par

les formules :

$$\left.\begin{aligned} R_{CM} &= \frac{1}{2} < \sum_{q=1}^{N} (3\cos^2 \Theta_{pq} - 1) >, \\ R_K &= \frac{1}{2} < \sum_{q=1}^{N} \sum_{r=1}^{N} (3\cos \Theta_{pq} \cos \Theta_{pr} - \cos \Theta_{qr}) >, \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

où Θ_{pq} etc... est l'angle que font entre elles deux molécules quelconques du volume V. L'opération désignée par $< \; >$ ne diffère de l'opération (6) désignée par $< \; >_{E,H}$ que par l'énergie potentielle $U(\tau, F, H)$, qui en l'absence du champ extérieur quelconque, est nulle :

$$< X > = < X >_{o,o} = \frac{\int X \, e^{-\frac{U_N}{kT}} \, d\tau}{\int e^{-\frac{U_N}{kT}} \, d\tau}. \quad (10)$$

La valeur moyenne statistique de la polarisabilité optique d'une molécule se déduit de la formule

$$< \alpha^o >_{E,H} = (\partial / \partial F^o) \cdot < m^o_{F^o} >_{E,H}. \quad (11)$$

D'autre part les constantes molaires de Cotton-Mouton, C_M, et de Kerr, K_M, sont définies par les expressions suivantes :

$$\left.\begin{aligned} C^M &\equiv (4\pi/3) \, N_A [< \alpha^o_{//} <^{o,H} - < \alpha^o_{\perp} >_{o,H}] / H^2 \\ K^M &\equiv (4\pi/3) \, N_A [< \alpha^o_{//} <_{E,o} - < \alpha^o_{\perp} >_{E,o}] / F^2, \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

où $\alpha^o_{//}$ est la polarisabilité optique dans la direction parallèle au champ extérieur électrique ou magnétique, tandis que $\alpha^o_{\perp}$ est celle dans la direction perpendiculaire ; N_A désigne le nombre d'Avogadro.

Ce que nous mesurons dans les expériences sur les deux biréfringences, c'est la différence de phase bien connue, qui nous permet de calculer les constantes habituelles de Cotton-Mouton et de Kerr. Celles-ci sont définies par les formules :

$$C = \frac{n_{//} - n_{\perp}}{n} \cdot \frac{1}{H^2}, \qquad K = \frac{n_{//} - n_{\perp}}{n} \cdot \frac{1}{E^2} \quad (13)$$

De là et des formules (12) on déduit immédiatement les relations entre ces constantes et les constantes molaires :

$$C^M = C \frac{6n^2}{(n^2+2)^2} \frac{M}{d}, \quad K^M = K \frac{6n^2}{(n^2+2)^2} \frac{M}{d} \left(\frac{E}{F}\right)^2. \quad (14)$$

D'autre part les deux formules (12), définissant les constantes molaires, nous permettent avec les formules (11) et (17) de déduire les valeurs théoriques des constantes molaires. On obtient ainsi

$$\left.\begin{aligned} C^M &= 2\pi N_A \, \Theta^{om}_1 \, R_{CM}, \\ K^M &= 2\pi N_A (\Theta^{oe}_1 \, R_{CM} + \Theta^{oe}_2 \, R_K), \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Θ^{om}_1, Θ^{oe}_1 et Θ^{oe}_2 étant représentés par les expressions (8), R_{CM} et R_k par les formules (9).

3. **Calcul des constantes molaires de la polarisation diélectrique et de la saturation, électrique et magnétique.** — Afin de calculer la saturation électrique et magnétique de la polarisation diélectrique, ainsi que la polarisation elle-même on calcule la valeur moyenne statistique du moment électrique M_F induit dans N molécules du volume d'un liquide diélectrique par le champ électrique **F** et magnétique **H** agissant sur les molécules. On a donc

$$< M >_{E,H} = \frac{\int M_F \, e^{-\frac{U(\tau,F,H)+U_N}{kT}} \, d\tau}{\int e^{-\frac{U(\tau,F,H)+U_N}{kT}} \, d\tau}, \quad (16)$$

où

$$M_F = \sum_{q=1}^{N} m^{(q)}_F = \sum_{q=1}^{N} \Big(\sum_i \mu_i \, \alpha^{(q)}_i + \sum_{ij} \mathfrak{A}^e_{ij} \, \alpha^{(q)}_i \, \alpha^{(q)}_j \, F \Big). \quad (17)$$

On obtient ainsi, en admettant que la molécule peut être considérée comme ayant la symétrie de révolution, l'expression pour

$$< m_F >_{E,H} = \frac{1}{N} < M >_{E,H},$$

de la forme :

$$\begin{aligned} < m_F >_{E,H} &= (\mathfrak{A}^e + \Theta^e R_P) \, F \\ &+ (1/2) (3\cos^2 \Omega - 1) (\Theta^{em}_1 R_{CM} + \Theta^{em}_2 R_K) \, F H^2 \\ &+ (\Theta^{ee}_1 R_{CM} + 2 \, \Theta^{ee}_2 R_K - \Theta^{ee}_3 R_S) \, F^3, \end{aligned} \quad (18)$$

où

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{A}^e = \frac{1}{3} \sum_i \mathfrak{A}^e_{ii}, \qquad \Theta_e = \frac{\mu^2}{3\,kT}, \\ &\Theta^{em}_1 = \frac{2}{45\,kT} (\mathfrak{A}^e_{33} - \mathfrak{A}^e_{11}) (\mathfrak{A}^m_{33} - \mathfrak{A}^m_{11}), \\ &\qquad\qquad \Theta^{em}_2 = \frac{2}{45\,k^2 T^2} \mu^2 (\mathfrak{A}^m_{33} - \mathfrak{A}^m_{11}) \\ &\Theta^{ee}_1 = \frac{2}{45\,kT} (\mathfrak{A}^e_{33} - \mathfrak{A}^e_{11})^2, \\ &\Theta^{ee}_2 = \frac{2}{45\,k^2 T^2} \mu^2 (\mathfrak{A}^e_{33} - \mathfrak{A}^e_{11}), \quad \Theta^{ee}_3 = \frac{\mu^4}{45\,k^3 T^3}. \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Ω étant l'angle que font les deux champs **E** et **H** entre eux. R_{CM} et R_k sont donnés par les formules (9), tandis que les deux autres facteurs de réduction, de la polarisation diélectrique R_P et de la saturation E_S, s'expriment comme suit :

$$\left.\begin{aligned} R_p &= < \sum_{q=1}^{N} \cos \Theta_{pq} >, \\ R_s &= \frac{1}{2} \Big(5 < \sum_{q=1}^{N} \cos \Theta_{pq} > < \sum_{r=1}^{N} \sum_{s=1}^{N} \cos \Theta_{rs} > \\ &\qquad - 3 < \sum_{q=1}^{N} \sum_{r=1}^{N} \sum_{s=1}^{N} \cos \Theta_{pq} \cos \Theta_{rs} > \Big). \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

On peut facilement montrer, que R_P est identique au coefficient qui apparaît dans la théorie de la polarisation diélectrique de Kirkwood [9], si on admet son modèle [cf. la première des formules (35)].

La constante molaire de la polarisabilité diélectrique P^M, dite aussi la polarisation molaire ou bien moléculaire, est définie par la relation

$$P^M \equiv (4\pi/3)\, N_A < \alpha^e >. \tag{21}$$

La valeur moyenne statistique de la polarisabilité s'exprime, en général, par la formule

$$< \alpha^e >_{E,H} = (\partial/\partial F) < m_F >_{E,H} ; \tag{22}$$

la valeur de $< \alpha^e >$ est prise pour $E = 0$ et $H = 0$. On obtient donc immédiatement

$$P^M = (4\pi/3)\, N_A(\mathcal{A}^e + \Theta^e R_P), \tag{23}$$

l'expression montrant que le terme polaire de la polarisation est réduit (ou accru), en général, par un facteur R_P.

Nous définissons les constantes molaires de la saturation diélectrique dans le champ magnétique ou électrique par les relations :

$$\left.\begin{aligned} S_{em}^M &\equiv (4\pi/3)\, N_A[< \alpha^e >_{0,H} - < \alpha^e >]/H^2, \\ S_{ee}^M &\equiv (4\pi/3)\, N_A[< \alpha^e >_{E,0} - < \alpha^e >]/F^2. \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

En effectuant, avec l'expression (18), les opérations indiquées par les formules (22) et (24), on déduit :

$$S_{em}^M = (2\pi N_A/3)\,(3 \cos^2 \Omega - 1)\,(\Theta_1^{em} R_{CM} + \Theta_2^{em} R_K),$$

$$S_{ee}^M = 4\pi N_A(\Theta_1^{ee} R_{CM} + 2\Theta_2^{ee} R_K - \Theta_3^{ee} R_S). \tag{25}$$

Ce que nous mesurons, dans l'étude expérimentale de la saturation diélectrique, c'est le changement de la constante diélectrique sous l'action du champ électrique ($\Delta\varepsilon^e$) ou magnétique ($\Delta\varepsilon^m$). Si nous faisons les corrections dues aux effets parasites tels que l'électro et la magnétostriction, ainsi que l'effet électrocalorique, nous obtenons $\Delta\varepsilon_{sat}^e$ et $\Delta\varepsilon_{sat}^m$, effets dus à la saturation proprement dite. Afin d'établir une relation entre ces grandeurs, d'une part, et les constantes molaires (25) de la saturation d'autre part, écrivons l'expression fondamentale :

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N_0(\partial/\partial E) < m_F >_{E,H}, \tag{26}$$

où $N_0 = N_A\, d/M$ est le nombre de molécules contenues dans 1 cm³ de liquide. En tenant compte de la définition de la polarisabilité exprimée par la formule (22), nous aurons l'expression suivante :

$$\varepsilon(E, H) = 1 + 4\pi N_0 < \alpha^e >_{E,H} \partial F/\partial E, \tag{27}$$

tandis que sans le champ extérieur on a

$$\varepsilon_0 = 1 + 4\pi N_0 < \alpha^e > (\partial F/\partial E)_{E=0}. \tag{27a}$$

On en déduit le changement de la constante diélectrique dû à la saturation électrique ou magnétique :

$$\Delta\varepsilon_{sat}^e = \varepsilon(E, O) - \varepsilon_0 = 3\frac{d}{M} S_{ee}^M F^2 \frac{\partial F}{\partial E}\left[1 - \left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_0}\right]^{-1},$$

$$\Delta\varepsilon_{sat}^m = \varepsilon(O, H) - \varepsilon_0 = 3\frac{d}{M} S_{em}^M H^2 \frac{\partial F}{\partial E}\left[1 - \left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_0}\right]^{-1}, \tag{28}$$

où la fonction f est définie par la formule

$$f = 4\pi N_0(\mathcal{A}^e + \Theta^e R_p)\, \partial F/\partial E. \tag{29}$$

Dans le cas des gaz cette fonction ne dépend de ε que par $\partial F/\partial E$, tandis que dans les liquides c'est encore le moment μ et par suite Θ^e qui est modifié par le milieu entourant les molécules.

4. Le rapport entre les deux biréfringences, magnétique et électrique, et le changement de la constante diélectrique sous l'action du champ magnétique. — Les formules générales, que nous avons déduites, permettent d'établir une relation importante entre les constantes expérimentales des deux biréfringences, magnétique et électrique, d'une part, et le changement de la constante diélectrique $\Delta\varepsilon_{sat}^m$ du même liquide, soumis à l'action du champ magnétique intense, d'autre part. De cette manière, on peut évaluer la valeur de $\Delta\varepsilon_{sat}^m$, qui, pour les liquides purs, est jusqu'à présent inconnue [1]. Il y a plus de vingt ans que nous avions, M. Schérer et moi, fait des efforts pour mettre en évidence l'effet de l'influence du champ magnétique sur la constante diélectrique des liquides purs, mais nous avons dû reconnaître que nous ne pourrions qu'établir une limite supérieure de la valeur cherchée [31-33]. Les travaux ultérieurs ont été interrompus par la guerre et, par suite des difficultés économiques et politiques d'après la guerre, il fallut plus de dix ans pour construire, nous-même, un grand électro-aimant et pour mettre au point un dispositif de mesure d'une grande sensibilité. Indépendamment de la méthode de mesure de $\Delta\varepsilon_{sat}^m$ dans les champs magnétiques constants, nous avons élaboré, MM. Malecki, Surma, Mlle Gibalewicz et l'un de nous [34] une méthode d'impulsions magnétiques qui nous permet d'obtenir des champs magnétiques d'impulsions de l'intensité de 350 kOe, dans un volume de 1 cm³.

La relation entre les constantes expérimentales dont nous parlions résulte des formules (14), (15), (25) et (28). Pour les liquides, dont les molécules peuvent être considérées comme ayant la symétrie de révolution, la relation en question est de la forme :

$$\Delta\varepsilon_m^{sat} = (3 \cos^2 \Omega - 1)\, \frac{6n^2}{(n^2+2)^2}\, K \frac{\delta^m}{\delta^o}\, h(\varepsilon)\, H^2, \tag{30}$$

où $\delta^m = \mathcal{A}_{33}^m - \mathcal{A}_{11}^m$, anisotropie magnétique, peut être déduite de la constante molaire de Cotton-Mouton (15) pour la même substance dans l'état gazeux ($R_{CM} = 0$) ou en solution dans un solvant

[1] L'influence du champ magnétique sur la constante diélectrique des cristaux liquides a été trouvée par Jezewski [29] et Kast [30].

non polaire (extrapolée pour la concentration nulle) :

$$C^M = 2\pi N_A (2/45\, kT)\, \delta^0 \delta^m, \quad (31)$$

$\delta^0 = \mathfrak{A}^0_{33} - \mathfrak{A}^0_{11}$ étant l'anisotropie optique. La fonction $h(\varepsilon)$ prend la forme

$$h(\varepsilon) = [1 - (\partial/\partial\varepsilon)_{\varepsilon=\varepsilon_0}]^{-1} (E/F)^2 (\partial F/\partial E), \quad (32)$$

et dépend sensiblement du champ interne dans le liquide diélectrique.

Nous avons calculé $\Delta\varepsilon^m_{\text{sat}}$, dans le nitrobenzène, pour le champ magnétique de 40 kOe parallèle au champ électrique. En admettant le champ interne de Lorentz, on obtient

$$\Delta\varepsilon^m_{\text{sat}} = 5.10^{-5},$$

tandis que l'hypothèse du champ interne d'Onsager fournit

$$\Delta\varepsilon^m_{\text{sat}} = 2.10^{-5}.$$

Ainsi l'examen simultané de deux biréfringences et de la saturation magnétique de la polarisation diélectrique peut nous donner, entre autres, des indications sur le champ interne dans les liquides.

5. **Comparaison de la théorie avec l'expérience.** — Il nous semble qu'une méthode bien apte à comparer les résultats théoriques et expérimentaux est celle dans laquelle on calcule les facteurs de réduction d'après la théorie d'une part et d'après l'expérience d'autre part. Toutefois ce premier problème est très difficile, bien que, pour la biréfringence magnétique, il soit le plus accessible.

Afin de calculer le facteur de réduction expérimental de biréfringence magnétique, il faut faire les mesures de toutes les grandeurs nécessaires pour calculer les constantes molaires, conformément aux formules (14), c'est-à-dire : la constante habituelle de Cotton-Mouton, l'indice de réfraction et la densité d'une substance à l'état liquide, aussi bien qu'à l'état gazeux. Puisque la mesure de la biréfringence magnétique des vapeurs sous faible pression est jusqu'à présent impossible, même pour le nitrobenzène [35], il est préférable de faire les mesures avec les solutions dans le tétrachlorure de carbone ou dans d'autres liquides non polaires et peu biréfringents. Dans ce cas, la constante molaire de Cotton-Mouton d'une substance pure dissoute se déduit de la formule d'additivité :

$$C^M_{12} = C^M_1 f_1 + C^M_2 f_2, \quad (33)$$

où C^M_{12} est la constante molaire de Cotton-Mouton de la solution, C^M_1 et C^M_2 les constantes molaires du solvant et du corps dissous, f_1 et f_2 les fractions molaires des composants.

Si nous négligeons le couplage des molécules dissoutes avec le solvant, nous pouvons introduire C^M_2 extrapolé à $f_2 \to 0$ au lieu de

$$C^M_{\text{gaz}} = 2\pi N_A \Theta^{om}_1$$

et calculer le facteur de réduction

$$R_{CM} = C^M / C^M_{\text{gaz}} \simeq C^M_{2(f)} / C^M_{2(f=0)}. \quad (34)$$

Les constantes molaires de Cotton-Mouton, C^M_2, pour les différentes concentrations de quelques corps polaires et d'un liquide non polaire (CS_2) dans un solvant non polaire, sont données par la figure 1.

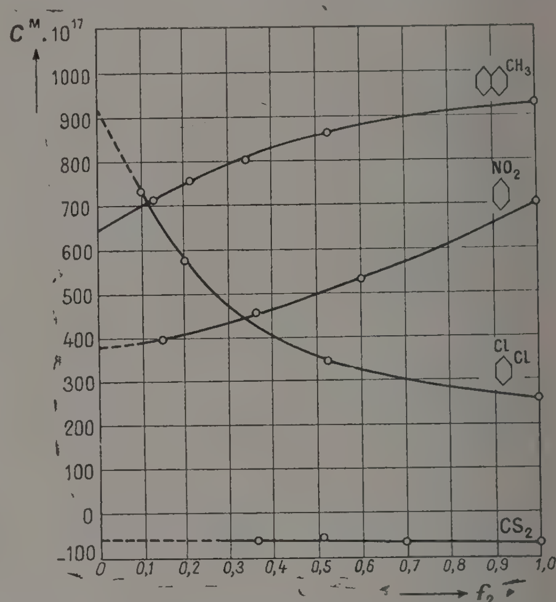


Fig. 1. — Les constantes molaires de Cotton-Mouton de quatre corps diamagnétiques en fonction de la concentration moléculaire dans un dissolvant non polaire (calculées par Mme B. Fechner).

Les courbes se rapportent : 1) au nitrobenzène dissous dans CCl_4, d'après les mesures de M. A. Goldet et l'un de nous [36, 37] ; 2) à l'orthodichlorobenzène dissous dans la paraffine liquide, d'après K. H. Grodde [38] ; 3) au β-méthyl-naphtalène dans CCl_4, d'après les mesures de M. J. Rabinowitch [39] et de M. C. Salceanu [40] ; 4) et enfin au sulfure de carbone dans CCl_4, d'après Chinchalkar [41]. On voit que pour le sulfure de carbone, substance non polaire, la constante molaire de Cotton-Mouton C^M_2 dépend à peine de la concentration, alors que, pour les substances polaires, cette dépendance est considérable. Les facteurs de réduction correspondants, en fonction de la concentration, sont représentés par les courbes de la figure 2.

Comme nous l'avons déjà dit, la théorie permet, d'autre part, de calculer les facteurs de réduction, d'après la formule (9). Toutefois, c'est en général une tâche extrêmement difficile et, pour qu'elle soit exécutable, il est maintenant nécessaire d'admettre une hypothèse raisonnable sur la forme des molé-

cules et sur la nature des forces d'interaction moléculaire.

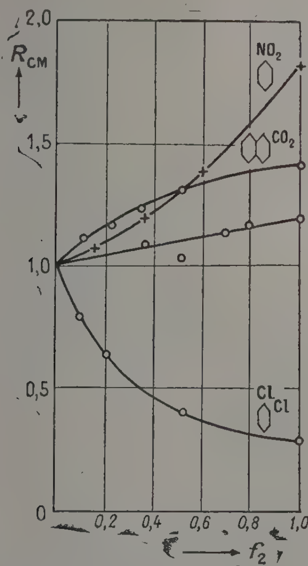


Fig. 2. — Les facteurs de réduction de la biréfringence magnétique des mêmes corps en fonction de la concentration moléculaire.

Si nous adoptons, par exemple, un modèle de liquide, dans lequel les molécules sont groupées de telle façon, qu'une molécule entre en interaction avec $z = N - 1$ molécules les plus proches, dont les interactions mutuelles sont toutefois négligeables, les expressions générales (9) et (20) acquièrent la forme :

$$\left.\begin{array}{l} R_P = 1 + z < \cos\theta >, \\ R_{CM} = 1 + \frac{3}{2} z \left[< \cos^2\theta > - (1/3)\right] \\ R_K = \frac{1}{2}\left[3 < (1 + z\cos\theta)^2 > - (1+z)(1 + z < \cos >)\right] \\ R_S = \frac{1+z}{2}\left[5(1 + z < \cos\theta >)^2 - 3 < (1 + z\cos\theta)^2 >\right], \end{array}\right\} \quad (35)$$

où R_P est identique à la formule de Kirkwood [9].

Pour $z = 1$ nous avons le cas du couplage deux à deux :

$$R_P = 1 + <\cos\theta>, \quad R_{CM} = 1 + 3/2\left[<\cos^2> - (1/3)\right]$$
$$R_K = 1 + 2<\cos\theta> + (3/2)\left[<\cos^2\theta> - (1/3)\right], \quad (36)$$
$$R_S = 1 + 4<\cos\theta> + 5<\cos\theta>^2\, 3\left[<\cos^2\theta> - (1/3)\right].$$

Admettons, ensuite, que l'énergie d'une paire moléculaire peut s'exprimer par la formule

$$U_N - U_2 = \pm W\cos\theta, \quad (37)$$

θ étant l'angle entre les dipôles des deux molécules (qui sont situés suivant leurs axes de symétrie). C'est le cas où la position privilégiée des deux molécules est celle des dipôles antiparallèles ou parallèles [2]. Dans ce cas, les formules (36) deviennent identiques avec celles obtenues précédemment par l'un de nous [27] :

$$\left.\begin{array}{l} R_P = 1 \pm L, \quad R_{CM} = 2 - 3(L/y), \\ R_K = 2 - 3(L/y) \pm 2L, \\ R_S = 6(L/y) - (1 \pm 5L)(1 \mp L). \end{array}\right\} \quad (38)$$

Dans ces formules $L \equiv L(y)$ désigne la fonction de Langevin, y étant l'énergie d'interaction exprimée en unités sans dimensions : $y = W/kT$.

Nous avons supposé, pour le nitrobenzène, que la forme des molécules est allongée et que les forces d'interaction sont celles des dipôles. Dans ces conditions les molécules tendent à se coupler deux à deux, de telle façon que la position du minimum de l'énergie potentielle soit celle dans laquelle les dipôles sont antiparallèles.

Les facteurs de réduction R_P, R_{CM}, R_K et R_S, pour le nitrobenzène calculés d'après les formules (38) (les signes en bas) sont représentés en fonction de y par les courbes de la figure 3. On

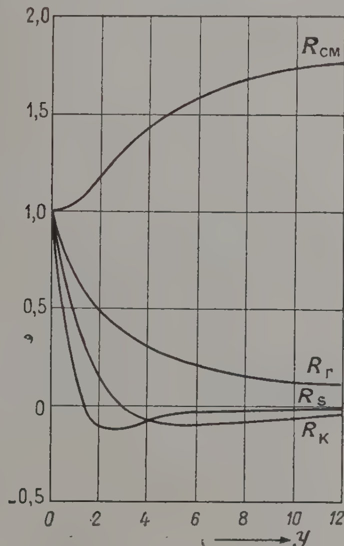


Fig. 3. — Les facteurs de réduction pour les phénomènes d'orientation moléculaire, calculés d'après les formules (38), en fonction de l'énergie d'interaction $y = W/kT$.

voit, que le facteur de réduction de la biréfringence magnétique, R_{CM}, croît avec l'énergie d'interaction y. Puisque cette énergie décroît avec r^{-3} (r — étant la distance entre les molécules voisines), nous voyons qu'elle croît avec la concentration. De cette façon R_{CM} croît avec la concentration, ce que

[2] Dans les publications antérieures [22-27] l'angle entre le dipôle considéré et la direction du minimum de l'énergie potentielle était désigné par θ.

montre en effet l'expérience pour le nitrobenzène (*fig.* 2). Cependant, les autres facteurs de réduction décroissent avec la concentration. L'inversion de la saturation diélectrique dans le nitrobenzène trouve son explication dans le parcours de la courbe théorique R_S.

Il faut souligner que, jusqu'à présent, le liquide unique, pour lequel les quatre phénomènes d'orientation moléculaire ont été étudiés en fonction de la concentration dans toute leur complexité (de telle sorte qu'on puisse calculer les constantes molaires et les facteurs de réduction en fonction de la concentration), ce liquide, unique pour le moment, est le nitrobenzène. Les figures 1 et 2 dans la publication [26] montrent que, pour le nitrobenzène, les facteurs de réduction, — R_P, R_{CM}, R_K et E_S, varient avec la concentration d'une façon très différente, selon le champ interne (Lorentz ou Onsanger) que l'on admet pour le calcul des constantes molaires P^M, K^M et S_e^M.

Afin de rechercher, s'il existe un accord quantitatif de la théorie avec l'expérience, il fallait, outre l'interaction avec la molécule la plus proche, admettre une certaine interaction avec d'autres molécules environnantes, quoique l'action de la molécule la plus proche restât la plus importante. Nous avons, dans un travail précédent [26, 27], considéré cette interaction d'une manière approximative. Nous avons admis, en particulier, outre l'interaction deux à deux, une interaction parmi les couples moléculaires « assez rigides » qui conduit, pour les grandes concentrations, à la formation de doubles paires. En outre, nous avons considéré l'interaction de la molécule donnée avec un grand nombre de molécules environnantes en admettant l'existence du couplage du type Fowler-Debye [6,7]. Avec ces trois types d'interaction nous avons calculé, pour le nitrobenzène, les facteurs de réduction R_P, R_{CM}, R_K et R_S en fonction de la concentration (ceux-ci sont représentés par la figure 3 de la publication [26]).

Il est remarquable, qu'avec le champ de Lorentz il n'était pas possible d'obtenir un accord avec l'expérience, tandis qu'avec le champ d'Onsager l'accord avec l'expérience, pour les quatre phénomènes et pour toutes les concentrations, est assez bon. Les dernières mesures, plus précises, de saturation diélectrique que nous avons récemment faites, M. Chelkowski et l'un de nous [42], permettront d'établir les nouvelles valeurs de constantes définissant l'interaction moléculaire, ce qui conduira à améliorer l'accord entre la théorie et l'expérience pour la biréfringence magnétique du nitrobenzène.

Ajoutons, pour terminer, que dans les phénomènes d'orientation moléculaire, c'est en outre l'action du champ extérieur sur la molécule elle-même, ou les déformations d'ordres supérieurs, qui jouent un certain rôle, quoique beaucoup plus faible, que l'orientation des molécules. En admettant l'existence d'une telle action nous avons obtenu deux expressions supplémentaires pour chacune des grandeurs $< m_F >_{E,H}$ et $< m_{F^0}^0 >_{E,H}$; une de ces expressions est munie d'un facteur de réduction égal à R_P. Une théorie de la saturation diélectrique basée sur cette supposition a été publiée par l'un de nous en 1937 [43, 44]. Une théorie générale de tous les phénomènes d'orientation moléculaire dans les liquides avec l'examen des déformations d'ordres supérieurs sera publiée ultérieurement dans *Acta Physica Polonica*.

Manuscrit reçu le 12 juin 1957.

Note ajoutée à la correction des épreuves :

Cet article étant rédigé, l'un de nous (A. P.) a reçu de M. J. A Schellman le manuscrit de son travail « Dielectric Saturation of Associated Liquids ». Dans ce travail l'auteur a calculé le terme purement polaire de la saturation diélectrique, en négligeant la polarisabilité des molécules et en admettant un modèle spécial d'interaction moléculaire. Dernièrement ce travail a paru dans le *Journal of Chemical Physics* [45].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Œuvres Scientifiques d'Aimé Cotton, C. N. R. S., Paris, 1956.
[2] Langevin (P.), *Le Radium*, 1910, 7, 249.
[3] Debye (P.), *Physik Z.*, 1912, **13**, 97. Marx, *Handb. Radiologie*, 1925, **6**, 633.
[4] Born (M.), *Ann. Physik*, 1918, **55**, 177 ; *Optik*, Berlin, 1933.
[5] Van Vleck (J. H.), The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, Oxford, 1932.
[6] Debye (P.), *Physik Z.*, 1935, **36**, 100.
[7] Fowler (R. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1935, A **149**, 1.
[8] Onsager (L.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1936, **58**, 1486.
[9] Kirkwood (J.), *J. Chem. Physics*, 1939, **7**, 911.
[10] Anselm (A.), *J. Exp. Théor. Phys.* (en russe), 1943, **13**, 432.
[11] Fröhlich (H.), Theory of Dielectrics, Oxford, 1949.
[12] Debye (P.), *Physik Z.*, 1935, **36**, 193.
[13] Frenkel (J.), Kinetic Theory of Liquids, Oxford, 1946.
[14] Anselm (A.), *J. Exp. Théor. Phys.* (en russe), 1944, **14**, 364.
[15] Booth (F.), *J. Chem. Physics*, 1951, **19**, 391, 1327, 1615.
[16] Buckingham (A. D.), *J. Chem. Physics*, 1956, **25**, 428.
[17] Raman (C. V.) et Krishnan (K. S.), *Proc. Roy. Soc.*, 1928, A **117**, 1.
[18] Dupuy (G.) et Schérer (M.), *Annales de Physique*, 1933, **19**, 5.
[19] Malleman (R. de), Colloques Internationaux du C. N. R. S., 1949, **17**, 144.
[20] Friedrich (H.), *Physik Z.*, 1937, **38**, 318.
[21] Buckingham (A. D.) et Pople (J. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, B **69**, 1133.
[22] Piekara (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1937, **204**, 1106.

[23] PIEKARA (A.), *Acta Phys. Polonica*, 1937, **6**, 130 ; *Z. Physik*, 1938, **108**, 395.
[24] PIEKARA (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, 990, 1150.
[25] PIEKARA (A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1939, A **172**, 360.
[26] PIEKARA (A.), *Nature*, 1947, **159**, 337.
[27] PIEKARA (A.), *Acta Phys. Polonica*, 1950, **10**, 37, 107.
[28] PIEKARA (A.) et PIEKARA (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **203**, 852, 1058.
[29] JEZEWSKI (M.), *J. Physique Rad.*, 1924, **5**, 59; *Z. Physik.*, 1926, **40**, 153 ; 1929, **52**, 268, 878.
[30] KAST (W.), *Ann. Physik*, 1924, **73**, 145 ; *Z. Phys.*, 1927, **42**, 81.
[31] PIEKARA (A.), *Acta Phys. Polonica*, 1935, **4**, 53, 73, 163.
[32] PIEKARA (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **202**, 206.
[33] PIEKARA (A.) et SCHÉRER (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **202**, 115.
[34] PIEKARA (A.), MALECKI (J.), SURMA (M.) et GIBALEWICZ (J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, B **70**, 432.
[35] KÖNIG (H.), *Ann. Physik*, 1938, **31**, 289.
[36] GOLDET (A.) et PIEKARA (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **199**, 271.
[37] PIEKARA (A.), *J. Physique Rad.*, 1934, **5**, 541.
[38] GRODDE (H.), *Physik. Z.*, 1938, **39**, 772.
[39] RABINOWITSCH (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **203**, 991.
[40] SALCEANU (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 863.
[41] CHINCHALKAR (S. W.), *Ind. J. Phys.*, 1932, **7**, 491.
[42] PIEKARA (A.) et CHELKOWSKI (A.), *J. Chem. Physics*, 1956, **25**, 794.
[43] PIEKARA (A.), *Acta Phys. Polonica*, 1937, **6**, 150.
[44] PIEKARA (A.), *Physik. Z.*, 1937, **38**. 671.
[45] SCHELLMAN (J. A.), *J. Chem. Physics*, 1957, **26**, 1225.

ERRATUM

Lettre de M. Itaru Gamo (*J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 312).

Page 312, 2e colonne,

2e ligne,

au lieu de : $\Psi = R_V(r)\ \Theta_l^{|m|}(\Theta)\ \Phi_m(\varphi)$

lire : $\Psi = R_V^l(r)\ \Theta_l^{|m|}(\theta)\ \Phi_m(\varphi)$

3e ligne,

au lieu de : $R^l_V(r) = N_r \mathrm{e} - \frac{\xi^2}{2} \xi^l S_{lV}(\xi^2)$

lire : $R^l_V(r) = N_r \mathrm{e}^{-\frac{\xi^2}{2}} \xi^l S_l^V(\xi)^2$

15e ligne,

au lieu de : $U = \frac{1}{2} kr^2 + cr^3 + dr$

lire : $U = \frac{1}{2} kr^2 + cr^3 + dr^4$

19e ligne,

au lieu de : $E = E^{(0)} + E^{(1)} + E^{(2)}$

lire : $E = E^{(0)} + E^{(1)}$

21e ligne,

au lieu de : $E^{(1)} = d/\alpha^{3/2}\left[3\left(V + \frac{3}{2}\right) - \ldots\right.$

lire : $E^{(1)} = \frac{d}{\alpha^{\frac{3}{2}}}\left[3\left(V + \frac{3}{2}\right)^2 - \ldots\right.$

DÉSINTÉGRATION DE ^{90}Y. TRANSITION $O^+ \rightarrow O^+$ DANS ^{90}Zr. TERME DE FIERZ.

I. TRANSITION $O^+ \rightarrow O^+$ DANS ^{90}Zr

Par Melle T. YUASA et Mme J. LABERRIGUE-FROLOW,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France.
et L. FEUVRAIS,
Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry.

1. **Introduction.** — Dans une transition entre deux états nucléaires de spin 0 l'émission d'un γ est complètement interdite.

La nature de la désexcitation dans un tel cas devrait être très différente suivant que les parités de ces deux niveaux de spin 0 sont identiques ou non. Dans le premier cas la transition proviendrait d'une interaction électromagnétique et se ferait par émission soit d'un électron [1], [2], [3], [4], soit aussi d'une paire d'électrons positif et négatif si l'énergie de désexcitation est plus grande que $2m_0 c^2$ [1]-[13], soit de deux photons [3], [5] ou d'un spectre continu de photons [3], [5], [6], [14], [15], [16]. Dans le deuxième cas, l'interaction directe des nucléons et des électrons [8], [17] aurait une probabilité non négligeable par rapport aux phénomènes précédents.

Diverses expériences [6], [7], [17], [18], [19] ont démontré que la désexcitation de 1,41 MeV dans RaC'', celles de 6,04 MeV dans ^{16}O et, de 0,7 MeV de ^{72}Ge pouvaient être expliquées par une interaction électromagnétique avec un électron dans un état d'énergie positive ou négative à l'intérieur du noyau et non pas par l'interaction directe des nucléons et des électrons. Ce sont donc des transitions entre des niveaux de même parité.

Étant donné que l'émission de plusieurs photons ou d'un spectre continu de photons est alors très peu probable (d'après Thomas [3], la probabilité de l'émission de 2 photons est inférieure à 10^{-7} fois celle de l'émission d'un électron dans le cas du RaC''. Les auteurs [15] et [16] donnent 10^{-2} pour l'intensité relative du rayonnement de freinage), la transition $0^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$ se fait principalement soit par émission d'un électron de conversion interne (1), soit par matérialisation interne (1).

Récemment Church et Weneser [4] ont traité théoriquement le cas général de la conversion interne due à une transition E0 avec $J \rightarrow J$ et ils ont fait observer que même dans le cas où $J \neq 0$, les transitions E0 peuvent exister mais en compétition avec des M1 et E2; étant mélangées avec des M1 et E2 leur détection est expérimentalement difficile. Leur estimation d'après les données expérimentales indique que l'intensité maximum de E0 dans les cas $2 \rightarrow 2$ est beaucoup plus petite que dans les cas $0^+ \rightarrow 0^+$. Seule la transition $0^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$ est E0 pure et expérimentalement on ne connaît que des cas $0^+ \rightarrow 0^+$.

Ces transitions E0 sont intéressantes au point de vue théorique pour connaître les détails de la structure nucléaire étant donné que les éléments de la matrice de E0 sont très sensibles aux fonctions d'onde du noyau. Physiquement parlant, on entend par là, comme on a déjà dit plus haut, que les interactions dues à une transition E0 sont nulles sauf pendant que l'électron orbital se trouve à l'intérieur du noyau.

Très peu de cas $0^+ \rightarrow 0^+$ sont connus expérimentalement. Le tableau 1 les mentionne.

Un des auteurs [21] s'est intéressé à l'étude de l'existence de particules positives émises par une source d'émetteur β^- pur et a suggéré d'expliquer leur origine par la matérialisation due à une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans le noyau final produit de la désintégration β^-. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons entrepris l'étude de la désintégration de ^{90}Y, considéré jusqu'alors comme émetteur β^- pur.

A l'époque où nous préparions notre expérience, Greenberg et Deutsch [22] ont étudié le même phénomène en utilisant ^{32}P et ^{90}Y et en détectant

(1) Nous voudrions préciser ici que dans le cas des transitions E0, l'émission d'un γ par le noyau étant complètement interdite, cet « électron de conversion interne » et cette « paire de matérialisation interne » se produisent exclusivement à l'intérieur du noyau (et non pas dans l'atome indépendamment de l'endroit où se trouve l'électron orbital, comme pour les autres transitions). On peut considérer que la « conversion interne » et la « matérialisation interne » dans le cas des transitions E0 est un cas particulier. Certains auteurs pensaient ainsi les différencier en désignant par « matérialisation nucléaire » la matérialisation interne dans les transitions $0^+ \rightarrow 0^+$. Pourtant, bien que ce cas particulier se manifeste différemment du cas général, par exemple dans la probabilité, dans la corrélation angulaire, et dans le spectre des électrons des paires, nous conservons les appellations « électron de conversion interne » et « matérialisation interne » pour la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ car le mécanisme de leur production est le même que dans le cas général.

TABLEAU 1

RÉSUMÉ DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES CONNUES POUR LES TRANSITIONS $0^+ \rightarrow 0^+$

MENT	ÉTAT EXCITÉ 0	ÉNERGIE DE TRANSITION $0 \rightarrow 0$ (MEV)	e_c	SPECTRE e^+	CORRÉLATION ANGULAIRE	VIE MOYENNE DE L'ÉTAT EXCITÉ 0
	0^- ou 0^+ 4e état excité Existence de cette désexcitation $0 \rightarrow 0$ incertaine (*b*)	(7,55 ± 0,08)		Observé (*a*) ; non détecté (*b*)		$> 1{,}45.10^{-8}$ sec
	0^+ 2e état excité Existence de cette désexcitation $0 \rightarrow 0$ incertaine (*b*)	7,68				
	0^+ 1er état excité	6,04 ± 0,03	Observé	Observe Accord avec la théorie pour E0	$A(1 + \alpha \cos \theta)$ $\alpha_{exp} = 0{,}964$ $\alpha_{th.} = 0{,}965$	$(8{,}0 \pm 0{,}7) \times 10^{-11}$ sec ou $1{,}01.10^{-10}$ sec
a	0^+ 1er état excité	3,35		Observé		$3{,}5.10^{-9}$ sec
a	0^+ Infirmé à moins qu'il ne soit très peu intense					
le	0^+ 2e état excité Cette transition $0 \rightarrow 0$ non détectée (*c*)	1,21			non détecté (*c*)	$\geqslant 2{,}5.10^{-7}$ sec (*d*) $\tau_{tot} \leqslant 6.10^{9}$ sec τ_{0-0} estimée $\sim 1{,}6.10^{-5}$ sec (*c*)
le	0^+ 1er état excité (incertain) (*e*)	0,69	Observe			$(4{,}35 \pm 0{,}87).10^{-7}$ sec ou $7{,}2.10^{-7}$ sec
r	0^+ 1er état excité *Nos résultats	1,75 1,73*	Observé $\frac{\beta^-}{e_c} = (1{,}6 \pm 0{,}3) \times 10^{-4}$*	Observé $\frac{e^+}{\beta^-} = (5{,}4 \pm 0{,}8).10^{-5}$*		8.10^{-9} sec (*d*) ou $1.05.10^{-7}$ sec (*f*)
Pd	0^+ 2e état excité	1,137	Observé			$\tau_{0-0} \geqslant 10^{-8}$ sec
RaC'	0^+ 6e état excité	1,41	Observé	Observé		$2{,}5.10^{-11}$ sec

(*a*) PHILIPS (G. C) COWIE (D. B.) et HEYDENBURG (N. P.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1049.
(*b*) BENT (R. D.), BONNER (T. W.) et SIPPEL (R. F.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1237. BENT (R. D.), BONNER (T. W.) et MCCRARY (J. H.), *s. Rev.*, 1955, **98**, 1325.
(*c*) BUNKER (M. E.), MIZE (J. P.) et STARNER (J. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 227.
(*d*) DEUTSCH (M.), Voir référence (30).
(*e*) MAI (J. Y.), MITCHELL (A. C. G.) et HUDDLESTON (C. M.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 19.
(*d*) DAY (R. B.), voir référence [31].

la raie d'annihilation ; ils ont trouvé respectivement les rapports $e^+/\beta^- = 7{,}5.10^{-10}$ et $(3{,}6 \pm 0{,}9).10^{-5}$ pour ^{32}P et ^{90}Y. Le premier est en bon accord avec la valeur théorique pour la matérialisation interne de l'énergie des β^- de Møller [23] ou de Huang [24] ($\sim 5{,}5.10^{-10}$), tandis que le dernier est très supérieur à la valeur théorique ($\sim 10^{-8}$).

Or, à la même époque Johnson, Johnson et Langer [25], guidés par la théorie de Ford [26] qui prévoit l'existence d'un 1er état excité 0^+ dans le noyau final de ^{90}Zr déduisent de leurs résultats expérimentaux l'existence de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans ^{90}Zr, ce qui conduit Greenberg et Deutsch à conclure que les positons observés dans la désintégration de ^{90}Y sont dus à la matéria-

lisation interne due à cette transition $0^+ \rightarrow 0^+$ et non pas à celle de l'énergie cinétique des β^-.

Nous avons confirmé et précisé [27] les résultats obtenus par Johnson, Johnson et Langer concernant les raies des électrons de conversion et du spectre e^+ de matérialisation dus à la désexcitation $0^+ \rightarrow 0^+$ de 1,73 MeV dans ^{90}Zr. Nous avons vérifié l'absence de raie γ de 1,73 MeV pour être certains de ce qu'il s'agit d'une transition $0^+ \rightarrow 0^+$.

Afin de nous assurer que cet état excité 0^+ est le premier état de ^{90}Zr, nous avons étudié avec précision le rayonnement γ et avons constaté, en dehors de la raie d'annihilation, l'absence de raies γ dans le domaine entre 80 keV et 2,0 MeV. D'autre part nous avons voulu préciser la forme du spectre β^- du ^{90}Y. Les résultats de ces deux dernières expériences et leur confrontation avec la théorie et les derniers résultats expérimentaux sont l'objet principal de cet article.

2. Résultats expérimentaux.

— Quelques-uns des résultats expérimentaux que nous avons obtenus au cours de notre étude ont déjà été publiés [27]. Nous les mentionnerons pourtant ici avec les autres résultats afin de réunir l'ensemble des données sur la désintégration β^- de ^{90}Y et les niveaux de ^{90}Zr.

SOURCE. — Il était important pour notre étude de disposer d'une source parfaitement pure.

Nous avons pu disposer d'une source d'activité spécifique atteignant jusqu'à $\sim$ 15 mC/mg extraite de 13,7 mC de ^{90}Sr (fournie par le C. E. A.) par M. Bonnin [28]. Nous en avons vérifié la pureté, en suivant la période de divers points tout le long du spectre β^-, ce qui nous conduit à $T = 64 \pm 1\ h$ et ^{90}Sr/^{90}Y $< 10^{-6}$; puis en mesurant l'acitivité résiduelle 2 mois après l'extraction, ce qui nous

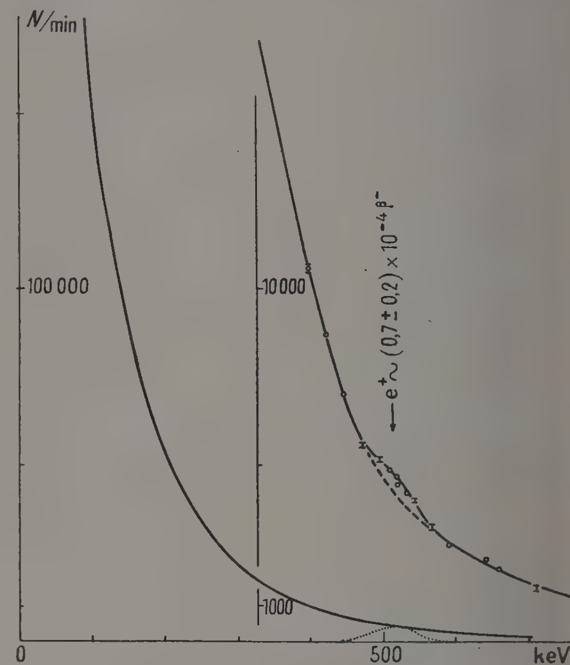


FIG. 1a. — Raie d'annihilation.

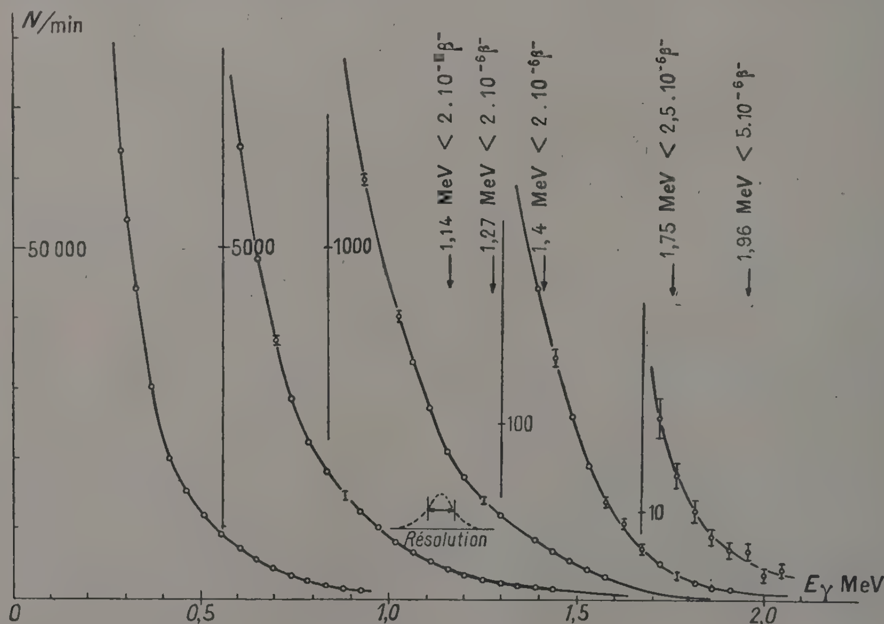


FIG. 1b. — Spectre γ.

donne $^{90}Sr/^{90}Y < 10^{-7}$ et par l'examen du rayonnement γ.

Étude du rayonnement γ. — Notre première étude [27] faite à l'aide d'un spectromètre γ à scintillation de NaI(Tl) relié à un sélecteur à 50 canaux (Mesco) n'avait permis de déceler aucun γ. On pouvait estimer à $4{,}3 \times 10^{-6}$ β^- l'intensité d'une raie γ éventuelle de 1,73 MeV.

Une étude plus détaillée faite à l'aide d'un compteur à scintillations de NaI(Tl) de plus grandes dimensions $\left(\Phi = 1\frac{3}{4}\text{ inch}, h = 2\text{ inch}\right)$ relié à un sélecteur à canal unique à permis de déceler, au-dessus du fond dû au rayonnement de freinage, une seule raie γ d'annihilation d'intensité : $e^+ \sim (0{,}7 \pm 0{,}2).10^{-4}$ β^- (*fig.* 1*a*).

L'analyse du spectre obtenu (*fig.* 1*b*) permet de donner les limites supérieures d'intensité des γ dans les différents domaines d'énergie. Le tableau 2 résume le résultat de cette analyse.

Il est donc possible de conclure que l'intensité d'une raie γ de 1,73 MeV, si elle existe, ne dépasse pas $2{,}5.10^{-6}$ β^-.

Étude des électrons de conversion. — Nous avons étudié [27] la désintégration de ^{90}Y à l'aide du spectromètre β à lentille magnétique épaisse du Laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry.

Le spectre β^- que nous avons observé, correspond bien, d'après l'analyse de Fermi, à une transition $\Delta J = 2$, oui, entre $\sim 0{,}5$ MeV et la limite supérieure, et l'application du facteur de correction C_{1T} précis [29] donne

$$E_{\max} = 2{,}265 \pm 0{,}005 \text{ MeV.}$$

L'étude détaillée du spectre compris entre 1,4 MeV et 1,75 MeV a été faite : 4 séries de mesures au cours desquelles 10^5 coups au moins étaient enregistrés pour chaque point indiquent l'existence d'une bosse (*fig.* 2) comprise entre 1,7 MeV et 1,756 MeV d'intensité telle que :

TABLEAU 2 (Limites supérieures d'intensité des γ)

Énergie des γ	290 keV	510 keV	1,14 MeV	1,27 MeV	1,4 MeV	1,73 MeV	1,96 MeV
Intensité par β^-	$< 6{,}4.10^{-6}$	$1{,}5 \times 10^{-4}$	$< 2.10^{-6}$	$< 2.10^{-6}$	$< 2.10^{-6}$	$< 2{,}5.10^{-6}$	$< 5.10^{-6}$

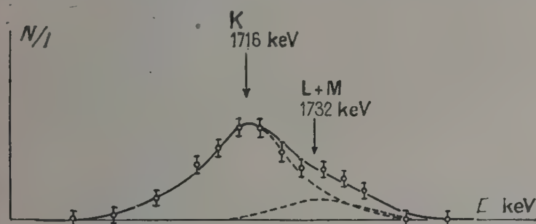


Fig. 2. — Raies de conversion interne de la transition 1,734 MeV.

$$e_c/\beta^- = (1{,}6 \pm 0{,}3).10^{-4}.$$

Cette bosse peut se décomposer en deux pics que l'on peut identifier comme étant les raies de conversion interne K et $L + M$ correspondant à une énergie de désexcitation de (1,734 ± 0,005 MeV), valeur assez concordante avec celle indiquée par Johnson et al. [25].

La décomposition la plus précise possible de cette bosse en deux pics K et $L + M$ indique comme intensités partielles, en ordre de grandeur :

$$e_K/\beta^- = (1{,}3 \pm 0{,}3).10^{-4}$$

et $e_{L+M}/\beta^- = (0{,}3 \pm 0{,}07).10,^{-4}$ les intensités relatives de conversion étant d'environ 83 % dans la couche K et 17 % dans les couches $L + M$ $(L + M)/K \sim 20$ %).

Nous n'observons aucune raie dans le domaine de 1,4 MeV.

Étude du spectre des e$^+$. — Une certaine divergence existe entre les résultats expérimentaux concernant l'intensité du spectre des positons de matérialisation interne.

Johnson et al. [25] donnent

$$N_{e^+}/N_{\beta^-} = (2{,}0 \pm 1{,}0).10^{-4};$$

Greenberg et Deutsch [22] trouvent ce rapport égal à $(3{,}6 \pm 0{,}9).10^{-5}$; enfin, au cours d'une expérience destinée à mesurer la vie du niveau excité 0+ dans ^{90}Zr, Deutsch [30] indique

$$N_{e^+}/N_{\beta^-} = (8 \pm 3).10^{-5}.$$

Malgré la très faible intensité du spectre de e$^+$ nous l'avons mesuré à l'aide du spectrographe à lentille magnétique épaisse cité plus haut, après avoir modifié le diaphragme hélicoïdal assurant la séparation des e$^+$ des β^- dans les conditions indiquées dans [27].

Nous arrivons à $N_{e^+}/N_{\beta^-} = (5{,}4 \pm 0{,}8).10^{-5}$, en accord avec [22] et [30], mais non avec [25].

Cette valeur, associée à notre précédent résultat : $N_{\text{conv}}/N_{\beta^-} = (1{,}6 \pm 0{,}3).10^{-4}$, conduit à $N_{\text{conv}}/N_{e^+} = (3{,}0 \pm 1{,}1)$. Ceci est discuté plus loin.

3. **Discussions.** — *Formules théoriques pour les probabilités de conversion et de matérialisation internes dans les transitions* 0+ → 0+ (les formules sont en unités relativistes : $\hbar = m = c = 1$).

A. Probabilité de conversion interne dans la couche K. — a) Thomas [3] donne la formule suivante pour cette probabilité :

$$W_K = |M|^2 \times \frac{4\alpha^2}{27} \frac{[(1-\gamma) + \sqrt{3}(1+\gamma)]^2}{(\gamma+1)\,\Gamma(2\gamma+1)} \times (\alpha Z)^{2\gamma+1} \times (2R)^{2\gamma-2} \times F_-(\eta, Z) \times \eta \times (W+\gamma)$$

où

- M : élément de matrice nucléaire de la transition ;
- α : constante de structure fine $= 1/137$;
- $1-\gamma$: $1-(1-\alpha^2 Z^2)^{1/2}$ = énergie de liaison de la couche K en unité mc².
- η : moment cinétique de l'électron éjecté ;
- W : énergie totale de l'électron éjecté ;
- $F_-(\eta, Z)$: fonction de Fermi pour un électron négatif.

b) Church et Weneser [4] ont repris ce calcul en tenant compte de la dimension finie du noyau et de l'effet d'écran. Ils ont introduit le paramètre ρ caractérisant la « force de l'interaction » et tel que : $\rho = M/R^2$, R étant le rayon du noyau. Leurs résultats ne modifient pas sensiblement ceux de Thomas. (L'écart maximum est de 25 % pour $Z = 25$.) Ces auteurs ont également calculé la probabilité de conversion interne dans différentes couches.

B. Probabilité de matérialisation interne. — a) D'après Thomas [3], on a la formule suivante pour cette probabilité :

$$W_\pi = |M|^2 \frac{8\alpha^2}{9\pi(\gamma+1)^2} \times \int_1^{E+\max} (E_+ E_- - \gamma^2) \times \eta_+ \eta_- \times F_+(\eta_+, Z) \times F_-(\eta_-, z)\, dE_+$$

où

- M : même élément de matrice que A — a
- E_+, E_- : énergie totale de l'électron positif et de l'électron négatif de paire ;
- η_+, η_- : moment cinétique des e⁺ et e⁻ de la paire ;
- F_+, F_- : fonction de Fermi pour e⁺ et e⁻ de la paire.

b) Zirianova et al. [13] ont repris ces calculs en tenant compte aussi de la dimension finie du noyau, et en utilisant les valeurs numériques précises des fonctions de Fermi :

$$W_\pi = \rho^2 \frac{\pi\alpha^6}{144} \times A^{4/3} \int_1^{E+\max} \mathcal{F}(E_+, Z)\, dE_+$$

où ρ est défini dans [4] et $\mathcal{F}(E_+, Z)$ donne la forme du spectre des e^+.

Nous avons appliqué ces formules au cas de ^{90}Zr, en prenant $R = 1{,}2 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm.

— *Calcul de* $W_{\text{conversion}}/W_\pi$

a) d'après Thomas,

$$W_K/\rho^2 \sim 2.10^9\ \text{sec}^{-1}\,; \qquad W_\pi/\rho^2 \sim 0{,}8.10^9\ \text{sec}^{-1}$$

c'est-à-dire :

$$W_K/W_\pi \sim 2{,}5 \qquad (1)$$

b) d'après Church et al.,

$$W_K/\rho^2 = 2{,}2.10^9\ \text{sec}^{-1}$$

et d'après Zirianova,

$$W_\pi/\rho^2 \sim 1.10^9\ \text{sec}^{-1}$$

c'est-à-dire :

$$W_K/W_\pi \sim 2{,}2 \qquad (1')$$

(1) et (1′) sont en assez bon accord.

Church et al. donnent également la conversion dans les autres couches ce qui donne dans le cas de ^{90}Zr :

$$W_K/W_{L+M+\ldots\ldots} = 9{,}5. \qquad (2)$$

Cette valeur est supérieure à notre résultat expérimental ($W_K/W_{L+M\ldots} \sim 5$). (1), (1′) et (2) donnent $W_{\text{conversion}}/W_\pi \sim 2{,}4$ à 2,8 en bon accord avec notre rapport expérimental $N_c/N_+ = 3{,}0$.

— *Calcul de* ρ.

La probabilité totale de désintégration

$$W = W_{\text{conversion}} + W_\pi = 1/\tau$$

où τ est la vie moyenne de l'état excité 0⁺.

Deutsch a déterminé [30] au moyen de triples coïncidences des compteurs à scintillations, la vie moyenne τ de l'état excité 0⁺ du ^{90}Zr :

$$\tau = (8{,}5 \pm 3).10^{-9}\ \text{sec},$$

qui donne avec les relations précédentes :

$$\rho^2 = 3{,}5.10^{-2}.$$

Par ailleurs Day [31] a mesuré τ par la diffusion inélastique des neutrons :

$$\tau = (105 \pm 15) \times 10^{-9}\ \text{sec},$$

qui conduit à

$$\rho^2 = 0{,}28.10^{-2},$$

qui est d'un autre ordre de grandeur.

Nous donnons dans le tableau 3, une liste des valeurs calculées de ρ^2 obtenues par ce moyen jusqu'à présent :

Par analogie avec la radioactivité β, nous pouvons poser $1/ft = \rho^2$, où f est déterminé par exemple par la formule de Thomas. Nous pouvons examiner si, pour les différentes transitions $0^+ \to 0^+$ connues, ρ est constante ou bien s'il existe, comme dans la radioactivité β, une variation importante de ρ.

Les valeurs de ρ^2 du tableau 3 sont à l'exception de celle tirée de l'expérience de Day pour ^{90}Zr, du même ordre de grandeur. Néanmoins, les valeurs expérimentales de τ ne permettent pas d'affirmer si ρ dépend ou non de R et de Z,

TABLEAU 3

VALEURS EXPÉRIMENTALES DE ρ^2 ET $|M|^2$ (EN UNITÉS RELATIVISTES)

ÉLÉMENT	E(MeV)	τ	ρ^2		$\lvert M\rvert^2$
$^{16}_{8}$O	6,04	$7{,}9 \cdot 10^{-11}$ s	0,15	(e)	$5{,}8 \times 10^{-10}$
		$7 \cdot 10^{-11}$ s	0,06	(d)	$2{,}3 \times 10^{-10}$
$^{40}_{20}$Ca	3,35	$3{,}5 \cdot 10^{-9}$ s	0,022	(b)	$3{,}0 \times 10^{-10}$
$^{70}_{32}$Ge	1,21	$\geqslant 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ s	$\leqslant 0{,}015$	(a)	$\leqslant 4{,}1 \times 10^{-10}$
$^{72}_{32}$Ge	0,69	$4{,}35 \cdot 10^{-7}$ s	0,014	(a)	$3{,}9 \times 10^{-10}$
		$7{,}2 \cdot 10^{-7}$ s	0,008	(d)	$2{,}2 \times 10^{-10}$
$^{90}_{40}$Zr	1,73	$8{,}5 \cdot 10^{-9}$ s (a′)	0,036	(a)	$1{,}2 \times 10^{-9}$
		$1{,}05 \cdot 10^{-7}$ s	0,003	(b)	$0{,}96 \times 10^{-10}$
$^{106}_{46}$Pd	1,137	$\geqslant 10^{-8}$ s	$\leqslant 0{,}025$	(e)	$\leqslant 1{,}2 \times 10^{-9}$
RaC′	1,41	$2{,}5 \cdot 10^{-11}$ s (c)	0,017	(e)	$2{,}1 \times 10^{-9}$

(*a*) Voir référence DEUTSCH ; (*a′*) SHELINE (R. K.) donne 10^{-9}s env. comme valeur théorique de τ pour ^{90}Zr (communication privée). (*b*) DAY [31]. (*c*) ELLIS (C. O.) et ASTON (G. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1930, **129**, 180. (*d*) BOWE et al. [20]. (*e*) calculés par nous.

Pour le ^{90}Zr, les deux valeurs expérimentales actuellement connues pour τ diffèrent d'un facteur 10.

Drell et Rose [2] proposent l'estimation pour l'élément de matrice $< \Sigma_p r_p^2 >$ entre les états initial et final, la formule suivante à l'aide des τ expérimentaux de ^{16}O, ^{72}Ge et RaC' :

$$< \Sigma_p r_p^2 > \approx \left(\frac{1}{4} \sim \frac{1}{9}\right)\left(\frac{1}{2}\frac{e^2}{mc^2}A^{1/3}\right)^2. \qquad (3)$$

Tandis que Yamaguchi [8] donne l'estimation suivante pour $< \Sigma_p r_p^2 >$ qui s'accorde avec les valeurs expérimentales pour ^{16}O et ^{72}Ge mais donne une valeur 3 fois trop petite pour RaC' :

$$< \Sigma_p r_p^2 > \approx (1{,}5 \sim 2{,}0)\left(\frac{1}{2}\frac{e^2}{mc^2}\right)^2. \qquad (4)$$

Les valeurs expérimentales de $|M|^2$ sont portées dans le tableau 3 il nous paraît difficile de savoir, avec aussi peu de données expérimentales, s'il existe une variation discontinue. Il nous semble pourtant qu'il n'existe pas une telle discontinue mais que plutôt les valeurs de $|M|^2$ augmentent avec A, contrairement à ce que Yamaguchi suggère.

PREUVES EN FAVEUR DE CE QUE L'ÉTAT EXCITÉ 0+ EST LE 1er ÉTAT EXCITÉ. — Il est important de savoir si l'état excité 0^+ est le premier état excité de ^{90}Zr. Les faits suivants peuvent apporter des preuves en faveur de cette hypothèse.

1) Expérimentalement, nous n'avons observé aucune raie γ dont l'énergie est égale ou inférieure à 1,73 MeV, avec une intensité plus grande que 10^{-5}, tandis que nous avons observé les électrons de conversion ou des paires correspondant à l'énergie de 1,73 MeV.

2) Sheline [33] a étudié très récemment les niveaux excités dans le ^{90}Zr en partant de ^{90}Nb qui se désintègre en ^{90}Zr par l'émission des β^+ et capture électronique, et il a infirmé les résultats expérimentaux de Ong Ping Hok et al. [34] ou de Lazar et al. [35] qui suggèrent l'existence de niveaux dont l'énergie est inférieure à 1,73 MeV et il confirme que le premier état excité de ^{90}Zr est celui de 1,73 MeV.

3) En admettant l'excitation de deux nucléons, et en tenant compte des valeurs empiriques de l'énergie de couplage de deux nucléons $\left(p_{\frac{1}{2}}\right)^2$ ou $\left(p_{\frac{1}{2}}, g_{\frac{7}{2}}\right)$ et celle d'interaction entre eux dans les noyaux voisins, Ford [26] a prévu que le premier état excité du ^{90}Zr serait 0^+ provenant de $\left(g_{\frac{7}{2}}\right)^2$ et que son énergie serait au-dessous de 2,0 MeV.

4) Le niveau à 2,3 MeV est signalé par Campbell et al. [32] avec un spin 5^- ; sa vie moyenne ($\tau = 0{,}8$ sec) ne permet pas l'existence d'un niveau 2^+ au-dessous de 2 MeV. Par ailleurs un niveau signalé par Boyd et Kitelle [26] avec une énergie de 2,23 MeV et une vie très courte serait interprété comme un niveau 2^+.

RAPPORT D'EMBRANCHEMENT DES β^- DU ^{90}Y. — Nous avons estimé le rapport d'embranchement des deux spectres β^- de ^{90}Y, auquel on doit s'attendre si les deux niveaux finaux 0^+ de ^{90}Zr sont de même configuration. Dans ce cas

$$(w_1^2 - 1)\, f_1\, t_1 = (w_2^2 - 1)\, f_2\, t_2$$

où w_1 et w_2 sont les énergies totales maxima de deux composantes β^- ; $f_1\, t_1$ et $f_2\, t_2$ sont leusr valeurs « ft ». Alors :

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{t_1}{t_2} = \frac{(w_2^2 - 1)\, f_2}{(w_1^2 - 1)\, f_1} = 2{,}8 \times 10^{-4}.$$

Cette valeur est sensiblement supérieure à la valeur obtenue expérimentalement :

$$(W_{\text{conversion}} + W_\pi)_{\text{exp.}} = 2{,}14 \times 10^{-4},$$

mais si cet état excité provient de l'excitation de

deux nucléons, il n'y a pas de raison pour que ces deux valeurs soient identiques.

4. **Conclusion.** — L'observation d'électrons de conversion interne et d'un spectre des positons qui correspondent à la désexcitation de 1,73 MeV et dont les intensités et les énergies sont en bon accord avec les données théoriques, l'absence de rayonnement γ correspondant et l'existence d'une raie d'annihilation confirment l'existence d'une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans le ^{90}Zr et l'absence des raies γ au-dessous de 1,73 meV confirme l'hypothèse de ce que cet état est le premier état excité.

Les valeurs expérimentales de ρ^2 que nous avons citées pour $0^+ \rightarrow 0^+$ nous semblent de même ordre de grandeur, mais les éléments de matrice augmentent avec A.

Les valeurs de ρ^2 pour les transitions E0 ($J = 2$) estimées par Church et al. [4] sont plus petites que celles pour $J = 0$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Yukawa (H.) et Sakata (S.), *Proc. Phys. Mat. Soc.*, Japan, 1935, **17**, 397.
[2] Drell (S. D.) et Rose (M. E.), *Progr. theor. Phys.*, Japan, 1952, **7**, 125.
[3] Thomas (J. R.), *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 714.
[4] Church (E. L.) et Weneser (J.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1035.
[5] Oppenheimer (J. R.) et Schwinger (J. S.), *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 1066. Oppenheimer (J. R.), *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 164.
[6] Kojima (S.), *Bull. Phys. Soc.*, Japan, 1943, **17**, 306 ; *Proc. Imp. Acad.*, Tokyo, 1943, **19**, 282.
[7] Rasmunsen (V. K.), Hornyak (W. K.), Lauritsen (C. C.) et Lauritsen (T.), 1950, **77**, 617.
[8] Yamaguchi (Y.), *Progr. théor. Phys.*, Japan, 1951, **6**, 442.
[9] Nakano (T.), *Progr. theor. Phys.*, Japan, 1951, **6**, 440.
[10] Shapiro (I. S.), *Ousp. Phys. Naouk.*, U. R. S. S., 1951, **44**, 262.
[11] Schiff (L. I.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1954, **29**, 20 ; *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1281.
[12] Eliott (J. P.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1212.
[13] Zirianova (L. A.) et Kroutov (V. A.), *Izv. Akad. Nauk.*, U. R. S. S., 1956, **2**a, 312.
[14] Dalitz (R. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **206**, 521.
[15] Shapiro (I. S.), *Dokl. Akad. Nauk.*, U. R. S. S., 1955, **101**, 1047.
[16] Orlov (Y. V.), *Zh. eksper. teor. Fiz.*, U. R. S. S., 1956, **31**, 1103.
[17] Ellis (C. D.) et Fowler (R. H.), *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 840. Streib (J. F.), Fowler (W. A.) et Lauritsen (C. C.), *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 253.
[18] Devons (S.) et Lindsey (G. R.), *Nature*, 1949, **164**, 539.
[19] Devons (S.) et Lindsey (G. R.), *Nature*, 1949, **164**, 539.
[20] Bowe (J. C.), Goldhaber (M.), Hill (R. D.), Meyerhof (W. E.) et Sala (O), *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1219.
[21] Yuasa (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 619.
[22] Greenberg (J.) et Deutsch (M.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 415.
[23] Arley (N.) et Møller (C.), *Dan. Medd.*, 1938, **15**, 9.
[24] Huang (K.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 422.
[25] Johnson (O. E.), Johnson (R. G.) et Langer (L. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1517.
[26] Ford (K. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1516.
[27] Yuasa (T.), Laberrigue-Frolow (J.) et Feuvrais (L.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 558 ; *C. R. Acad. Sc.* 1956, **242**, 2129 ; *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 2045. 7e Congrès National de spectroscopie nucléaire de l'Académie des Sciences, U. R. S. S., 1957 (sous presse).
[28] Bonnin (A.), *Bull. Soc. Chim., France*, 1956, 1563.
[29] Rose, The β and γ-ray spectroscopy, Appendix III, Amsterdam, 1955.
[30] Deutsch (M.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 83.
[31] Day (R. B.) et Lind (D. A.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 179. Day (R. B.), Communication privée : les valeurs indiquées dans le tableau sont celles données par communication privée.
[32] Campbell (E. C.), Peele (R. W.), Maienschein (F. C.) et Stelson (P. H.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1955, **10**, 33.
[33] Sheline (R. K.), Communication privée. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, II, 1957, **2**. 260.
[34] Hok (O. P.), Kramer (P.) et Meijer (G.), *Physica*, 1954, **20**, 1200.
[35] Lazar (N. H.) et O'Kelley (G. D.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 163.

THÉORIE DES GAZ. XXIII. CALCUL DES COEFFICIENTS DE CONDENSATION. LOIS D'ISOCONDENSATION

Par M. JACQUES DUCLAUX,
Institut de Biologie Physico-Chimique.

1. La théorie de la condensation progressive des gaz que j'ai exposée dans les mémoires précédents était d'accord avec l'expérience, mais en désaccord avec la loi d'action de masses. De plus elle admettait un mode de condensation peu probable. J'ai déjà indiqué [1] que ces deux objections pouvaient être levées sans nuire aux résultats. J'ai donc abandonné cette première forme de la théorie et j'en propose une seconde, dont le seul défaut est que les calculs sont beaucoup plus longs et pénibles, rendant le progrès très lent. L'approximation cherchée est partout le dix millième (0,000 1).

Presque tous les résultats antérieurs sont conservés ou améliorés et les idées directrices sont les mêmes. Je renverrai souvent aux mémoires précédents pour éviter les redites.

2. **Situation du problème.** — La théorie n'est pas une modification de celle de Van der Waals. Elle ne lui emprunte que la notion de covolume. Elle ne fait pas intervenir les actions à distance, ni la pression interne. Elle est en contradiction avec elle sur la continuité des états liquides et gazeux, qu'elle considère comme une erreur due à un emploi abusif des mathématiques. Elle considère les « états de Van der Waals » comme inexistants, aussi bien en théorie qu'en pratique [2].

Elle admet que les molécules du gaz se groupent en agrégats ou amas (*clusters*) en équilibre les uns avec les autres par l'intermédiaire des molécules simples, suivant la loi d'action de masses, de telle sorte que si l'on représente par C_1, C_2, C_3, ... les concentrations des agrégats de 1, 2, 3 ... molécules simples on aura toujours

$$C_1 C_n = K_n C_{n+1} \tag{1}$$

les coefficients K étant indépendants de la pression et fonction de la température seule.

Les concentrations C_n sont calculées non pas par rapport au volume réel V du gaz, mais au volume diminué du covolume b soit $(V - b)$. Ce mode de calcul peut être contestable ; il donne de bons résultats. Je ne pense pas qu'il soit nécessaire et il est très probable que les résultats seraient aussi bons, sinon meilleurs, en calculant les concentrations d'après le volume réel. Mais il faudrait refaire tous les calculs, ce qui représente un long travail pour un résultat d'importance secondaire.

Puisque nous négligeons les actions à distance entre les molécules simples ou groupées, la pression est simplement proportionnelle au nombre d'unités cinétiques par unité de volume, c'est-à-dire à la somme de la série

$$S_1 = C_1 + C_2 + C_3 + \dots$$

avec la condition que la concentration totale des molécules, supposées désassociées, soit l'inverse du volume.

$$S_2 = C_1 + 2C_2 + 3C_3 + \dots = 1/(V - b).$$

Nous aurons donc toujours la relation

$$P(V - b)/RT = S_1/S_2. \tag{2}$$

Pour faire le calcul il faut connaître les valeurs des C et d'abord celles des K. Nous ne savons *a priori* rien sur eux. Ils doivent être déterminés de manière que la formule (2) donne des chiffres conformes à l'expérience.

Du point de vue mathématique ce problème n'a pas de sens, au moins pour les basses températures. Le nombre des mesures à chaque température est environ 12 et nous disposons de 20 à 25 paramètres K, de K_1 à K_{20} ou K_{25}. Nous avons donc un nombre pratiquement infini de solutions rigoureuses, alors que nous savons que nous devrons nous contenter d'une solution approchée en raison de l'incertitude des chiffres expérimentaux.

Cependant le calcul, qui est donné à la fin de ce mémoire, montre que la solution est unique si nous considérons le problème comme de nature physique, ce qui impose aux paramètres K les conditions suivantes :

1° A une même température, la variation de K_n en fonction de n se fait toujours dans le même sens ; les coefficients K doivent aller en croissant ou en décroissant.

2° Ils doivent tendre vers une limite quand n croît indéfiniment, sans quoi les séries S_1 et S_2 sont divergentes.

3° Ils varient tous dans le même sens en fonction de la température, et de manière comparable.

Dans ces conditions la solution est unique, c'est-à-dire que l'incertitude sur la valeur des K correspond uniquement à celle des nombres expérimentaux.

3. **Unités.** — Les volumes et les pressions sont toujours exprimés en unités Amagat. Nous pourrions désigner par C les concentrations moléculaires. Mais pour des raisons pratiques de commodité des calculs nous admettrons que le volume unité renferme 1 000 molécules simples. Cette hypothèse ne change rien aux résultats numériques, car un autre choix d'unités multiplie tous les K par un même facteur ainsi que S_1 et S_2 dont le rapport reste constant dans la formule [2].

L'exemple de calcul suivant est relatif à l'azote à 0°. Pression 46,02 atm. Volume expérimental 0,021412. Valeur admise pour le covolume 0,00200. Le volume pris pour le calcul des concentrations est ainsi 0,019412 et la somme de la série S_2 doit être 1 000/0,019412 ou 51514. Les valeurs des constantes K sont :

log K_1	5,6144	log K_4	5,3832
» K_2	5,4968	» K_5	5,3732
» K_3	5,4248	» K_6	5,3732.

La limite étant atteinte, tous les coefficients suivants sont égaux à 5,3732.

Le calcul se fait au moyen de la formule (1) par approximations successives, la condition étant que la somme de la série S_2 soit égale à 51514. Il donne finalement

C_1	41 210	C_4	84	C_7	0,4
C_2	4 127	C_5	14	C_7	0,1
C_3	542	C_6	2,5.		

Au delà toutes les concentrations sont négligeables. La somme S_1 de tous les C est 45980 ; nous aurons donc

$$P(V - b)/RT = 45\,980/51\,514 = 0{,}8926.$$

4. **Valeurs des coefficients K.** — J'ai calculé ces valeurs pour l'azote à 7 températures étudiées par K. Onnes et Van Urk entre — 146° et 0° et pour les températures de + 200° et + 400° (Holborn et Otto). A — 131°27 elles sont, en admettant 0,0020 pour le covolume

log K_1	5,2481	log K_8	4,8364	log K_{15}	4,7890
» K_2	5,0505	» K_9	4,8254	» K_{16}	4,7875
» K_3	4,9468	» K_{10}	4,8156	» K_{17}	4,7868
» K_4	4,9049	» K_{11}	4,8070	» K_{18}	4,7864
» K_5	4,8792	» K_{12}	4,8002	» K_{19}	4,7862
» K_6	4,8629	» K_{13}	4,7950	» K_{20}	4,7862
» K_7	4,8487	» K_{14}	4,7915		

La limite est atteinte pour K_{19}.

Je ne donnerai pas les chiffres pour les autres températures. Ils n'ont pas d'intérêt par eux-mêmes et c'est surtout leur variation avec la température qui importe ; le sujet sera traité dans un autre mémoire. De plus la valeur admise pour le covolume n'est peut-être pas définitive et il est inutile de donner des nombres qui pourront être modifiés.

5. **Comparaison avec l'expérience.** — Tous les chiffres expérimentaux, au nombre de 101, ont été comparés avec ceux que donne la formule ou équation d'état (2). Pour présenter les résultats je diviserai les températures en deux groupes.

Premier groupe, de — 131° *à* + 400°. — La répartition des écarts entre le calcul et l'expérience sur le produit PV est

Écart	0	11 nombres	
»	0,000 1	18 »	
»	0,000 2	17 »	
»	0,000 3	13 »	
»	0,000 4	6 »	
»	0,000 5	5 »	
»	plus grand	5 »	Total 75.

L'écart maximum est 0,001 4 ; il apparaît au milieu d'une série et n'a pas de signification. L'écart moyen est 0,000 24 ou 0,04 % : il n'est pas supérieur aux incertitudes expérimentales. Ainsi la représentation par les séries S_1 et S_2 est parfaite.

Pour les températures plus basses (— 141° et — 146°) la conclusion n'est pas aussi nette. J'ai dû renoncer à représenter par la formule les chiffres de — 146° aux pressions élevées. Jusqu'à — 131° on peut se contenter des 20 premiers termes de la série des K. Mais à — 146° ; en raison de la proximité du point critique (— 147°1) et de l'augmentation rapide du nombre des gros agrégats (opalescence critique) j'ai dû aller jusqu'au trentième terme. Le résultat a été de mettre en évidence l'irrégularité des chiffres expérimentaux dès qu'on se rapproche de la pression critique. *Aucune formule ne peut les représenter*. La compressibilité est presque infinie dans cette région et l'écart maximum observé (2,4 % à 34 atmosphères) peut s'expliquer par une erreur de 0,12 % sur la pression, même si les autres mesures sont rigoureusement exactes. Jusqu'à 30 atmosphères (pression critique 33,5) cette température donne la même concordance que celles du premier groupe.

A — 141° la situation est intermédiaire. Les chiffres sont réguliers jusqu'à 40 atmosphères et donnent un écart de 1,1 % à 50 atmosphères. La densité est alors égale à 1,4 fois la densité critique.

En résumé, nous pouvons dire que la représentation par les séries S_1 et S_2 est parfaite, sauf peut-être dans un très petit domaine où l'incertitude des mesures ne permet pas de conclusion. On pourrait penser que cette concordance était *a priori* nécessaire, puisque nous représentons un certain nombre d'observations par une formule contenant un nombre plus grand de paramètres. Mais il faut penser aux conditions que nous avons imposées à ces paramètres. Le développement des calculs a montré plusieurs fois qu'il serait impossible de représenter, en observant ces conditions, des chiffres nettement différents des chiffres expérimentaux. L'accord constitue donc une vérification

de la théorie ; cette vérification deviendra encore plus nette par la suite.

6. **Interpolation et extrapolation.** — Pour les pressions qui n'ont pas été étudiées, l'interpolation faite par S_1 et S_2 entre les chiffres expérimentaux ne soulève pas de difficulté. Si une formule est exacte pour 12 pressions convenablement réparties, elle l'est aussi pour les pressions intermédiaires.

Au contraire, l'extrapolation est incertaine du côté des pressions élevées. C'est à chaque température la pression la plus forte qui fixe la valeur des K de rang élevé, par exemple à partir de K_{15}, car aux pressions faibles ils n'interviennent pas. La moindre erreur commise à cette pression risque de causer une erreur bien plus forte aux pressions supérieures. Toutes les équations d'état ont ce même défaut.

7. **Première loi d'isocondensation.** — Cette loi a été énoncée antérieurement [3]. Elle est purement expérimentale et indépendante de la théorie. Celle-ci, dans sa première forme, a permis de la découvrir, et la seconde forme a beaucoup élargi son champ d'application. Pour l'exprimer il faut tracer les isothermes de manière particulière. Nous

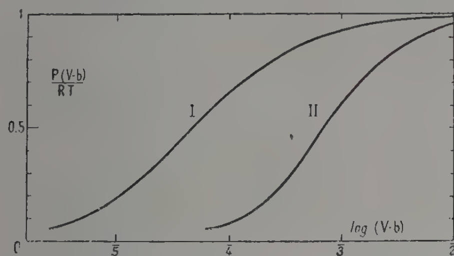


Fig. 1. — Isotherme de base (I) et isotherme dérivée (II).

portons en abscisses (*fig.* 1) les logarithmes de $(V - b)$ et en ordonnées les valeurs de $P(V - b)/RT$.

L'habitude est prise de considérer comme *parfait* un gaz qui suit la loi

$$PV = RT.$$

Cette définition rend les calculs faciles, mais du point de vue physique elle n'est pas heureuse. Un gaz est parfait quand ses molécules sont sans action les unes sur les autres à distance (dans le langage que nous employons ici, si elles ne sont pas associées) et son équation d'état est

$$P(V - b) = RT$$

à la condition que le covolume b soit indépendant de la température et de la pression. La mesure du *degré d'imperfection* est donc la quantité

$$1 - P(V - b)/RT$$

que nous appellerons le *degré de condensation* du gaz. Ce degré varie entre 0 et 1. Sur la figure 1 il est représenté par la distance verticale entre un point de la courbe et l'ordonnée de hauteur 1. Deux états du gaz seront dits *isocondensés* quand leur degré de condensation est le même. La première loi d'isocondensation s'annonce alors ainsi :

Toutes les isothermes d'un gaz, à toutes les températures, se déduisent les unes des autres par une multiplication des abscisses par un facteur F et par une translation horizontale Δ. Les paramètres F et Δ étant fonction de la température seule.

Si donc deux états $P_1 V_1 T_1$ et $P_2 V_2 T_2$ sont isocondensés, c'est-à-dire si la relation

$$P_1(V_1 - b)/RT_1 = P_2(V_2 - b)/RT_2$$

est vérifiée, on aura aussi

$$\log V_2 = F \log V_1 + \Delta \tag{3}$$

pour toutes les valeurs de V_1 et de V_2.

L'intérêt de cette loi est évident. Elle signifie en effet que si nous avons déterminé, par une série de mesures, une isotherme à une température unique T_1 nous n'avons pas besoin de faire une autre série de mesures à une autre température T_2. Il suffira d'en faire deux, qui donneront les valeurs de F et de Δ, et toutes les autres s'en déduiront par des opérations arithmétiques.

Nous verrons plus tard quelle est la signification physique de F et de Δ, et comment elles sont en rapport avec la constante a de pression interne de Van der Waals. Pour le moment nous considérons la première loi d'isocondensation comme purement empirique et nous devons en démontrer l'exactitude.

Il n'est pas possible de le faire en comparant directement les mesures, car elles sont faites pour des volumes différents qui ne se correspondent pas. Mais nous pouvons calculer à l'aide des séries S_1 et S_2, considérées comme formules d'interpolation, les volumes correspondant, aux diverses températures, à des degrés de condensation déterminés et vérifier qu'ils satisfont à la relation (3). Par exemple les températures — 50°, — 81° et — 102° ont été ramenées à — 81° en donnant aux constantes les valeurs suivantes :

Pour — 50°	$F = 0{,}9832$	$\Delta = 0{,}06106$
Pour — 102°	$F = 1{,}0252$	$\Delta = 0{,}03206$

ce qui a donné les chiffres du tableau I

Les différences correspondantes pour le produit PV, qui est le chiffre expérimental, sont comprises entre 0 et 0,000 28 et la moyenne est 0,000 14, certainement inférieure aux incertitudes expérimentales.

La comparaison entre — 121° et — 131° (condensation de 0,30 à 0,60) donne la même erreur moyenne 0,000 14.

TABLEAU I

VALEURS DES LOG $(V - b)$ A $-81°$

DEGRÉ DE CONDENSATION	DIRECT	Par — 50°	Par — 102°
0,10	$\bar{2}$,5260	$\bar{2}$,5252	$\bar{2}$,5267
0,15	$\bar{2}$,3223	$\bar{2}$,3234	$\bar{2}$,3227
0.20	$\bar{2}$.1691	$\bar{2}$,1692	$\bar{2}$,1684
0.25	$\bar{2}$,0416	$\bar{2}$,0408	$\bar{2}$,0405
0,30	$\bar{3}$,9294		$\bar{3}$,9318
0,35	$\bar{3}$,8264		$\bar{3}$,8271

Entre — 131° et — 146° (condensation de 0,30 à 0,75) l'erreur moyenne devient 0,000 5. Nous avons vu précédemment que dans cette région les mesures sont beaucoup moins sûres. Entre — 50° et 0° l'erreur moyenne est 0,000 06.

La première loi d'isocondensation apparaît donc comme parfaitement vérifiée entre des limites très écartées.

Mais ce mode de comparaison a un défaut. L'extrapolation de S_1 et S_2 étant incertaine comme nous l'avons vu, nous ne pouvons comparer les volumes correspondant à un certain degré de condensation, à plusieurs températures, que si des mesures ont été faites pour des degrés de condensation voisins : il faut donc qu'elles se recouvrent sur un certain intervalle de condensation et dans bien des cas le recouvrement est insuffisant. De ce fait le mode de comparaison ne peut donner que des résultats fragmentaires. Mais nous pouvons trouver un autre mode entièrement général.

Si la loi d'isocondensation est exacte nous devons pouvoir tracer une courbe *complète*, allant du degré de condensation 0 au degré le plus élevé observé (environ 0,75), qui sera une isotherme *non expérimentale* et dont nous pourrons tirer toutes les isothermes expérimentales en faisant subir à ses abscisses une multiplication par un facteur F_T et une translation Δ_T. Si en effet nous avons, pour les températures de — 131° et — 121° par exemple

$$\log (V_1 - b)_{-131} = \alpha_1 \log (V_2 - b)_{-121} + \beta_1$$

et aussi bien

$$\log (V_2 - b)_{-121} = \alpha_2 \log (V_3 - b)_{-81} + \beta_2$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\log (V_4 - b)_{-50} = \alpha_4 \log (V_5 - b)_{0} + \beta_3$$

nous aurons aussi

$$\log (V_1 - b)_{-131} = \alpha \log (V_5 - b)_{0} + \beta$$

c'est-à-dire que l'isotherme expérimentalement incomplète de 0° devra pouvoir être prolongée de manière à être rendue comparable à n'importe quelle autre, alors même que les mesures ne se recouvriraient pas. Ceci est une simple conséquence de la linéarité de la relation (3). N'importe quelle isotherme peut être prolongée de la même manière; j'ai choisi celle de 0°. Nous l'appellerons l'*isotherme de base*, les autres en étant *dérivées*. Son emploi a été indiqué dans un précédent mémoire sous le nom de *courbe de base* [4].

J'ai calculé pour l'azote les points de l'isotherme de base, pour les valeurs du degré de condensation allant de 0 à 0,80, par intervalles de 0,001 et de 0,80 à 0,93 par intervalles de 0,01. Je ne donnerai qu'un extrait de cette table qui comprend 814 chiffres ; comme précédemment ils sont calculés en admettant pour le covolume le chiffre 0,0020. Le degré de condensation est désigné par D (tableau II).

TABLEAU II

ISOTHERME DE BASE DE L'AZOTE

D	$\log (V - b)$	D	$\log (V - b)$	D	$\log (V - b)$
0	—	0,30	$\bar{3}$.7103	0,60	$\bar{3}$.1351
0,05	$\bar{2}$.6557	0,35	$\bar{3}$.6057	0,65	$\bar{3}$.0361
0,10	$\bar{2}$.3235	0,40	$\bar{3}$.5077	0,70	$\bar{4}$.9279
0,15	$\bar{2}$.1151	0,45	$\bar{3}$.4135	0,75	$\bar{4}$.8044
0,20	$\bar{3}$.9562	0,50	$\bar{3}$.3212	0,80	$\bar{4}$.6582
0,25	$\bar{3}$.8252	0,55	$\bar{3}$.2291	0,85	$\bar{4}$.513

Le calcul de ces chiffres est délicat et je n'affirme pas qu'ils soient les meilleurs possibles ; je me suis arrêté dans les approximatons aussitôt qu'un résultat satisfaisant a été atteint, et une amélioration de 0,000 1 sur les valeurs de PV est sans importance.

Par l'emploi de l'isotherme de base la vérification de la première loi d'isocondensation est facile ; il suffit de prendre la série des mesures relatives à une température et de calculer les valeurs les plus convenables du facteur F et de la translation Δ, Chaque mesure est ensuite reprise individuellement de la manière suivante :

Soit le volume observé 0,0015655 à — 121°19. Le logarithme de $(V - b)$ est $\bar{2}$.13529. En ajoutant la translation qui a été trouvée égale à — 0,18513 nous obtenons $\bar{3}$.95016 ou — 2.04984 qui divisé par le facteur 0,91066 nous donne — 2.25090 ou $\bar{3}$.74910. Pour ce chiffre la table nous donne

$$P(V - b)/RT = 0{,}7175$$

le chiffre expérimental étant 0,7173.

La comparaison a été faite pour 105 mesures de Leiden entre — 146° et 0°. Comme précédemment nous les diviserons en deux groupes.

Le premier comprend la totalité des mesures faites jusqu'à — 131° soit 74 mesures. La répar-

tition des écarts entre le calcul et l'expérience pour PV est :

Écart	0	8 nombres	
»	0,000 1	13 »	
»	0,000 2	18 »	
»	0,000 3	9 »	
»	0,000 4	8 »	
»	0,000 5	10 »	
»	0,000 6	2 »	
»	plus grands	6 »	Maximum 0,001 4.

La moyenne des écarts est 0,000 32 ou 0,04 %. La marche n'est jamais systématique. L'écart maximum est donné par des chiffres expérimentaux manifestement aberrants ; il apparaît deux fois au milieu d'une série à — 24° pour deux pressions voisines, une fois dans un sens et une fois dans l'autre.

Entre — 141° et — 146° les écarts ne sont pas plus grands tant que la pression ne dépasse pas la pression critique et que le volume ne descend pas au-dessous de 1,4 à 1,7 fois le volume critique. Leur moyenne est 0,000 33. Ils augmentent pour des pressions supérieures et atteignent environ 3 % quand le volume devient égal au volume critique. Bien que le tracé de l'isotherme de base soit incertain dans cette région, je pense que l'écart est réel, mais il n'est pas impossible qu'il soit dû à un mauvais choix du covolume. La question reste ouverte. En résumé nous pouvons dire que la première loi d'isocondensation est vérifiée avec une exactitude parfaite dans un domaine très étendu.

Ce résultat n'a jamais été atteint par aucune équation d'état. Il ne peut être question de faire la comparaison avec toutes, car il en existe une centaine. Nous la ferons avec l'équation de Van der Waals et celle de Beattie et Bridgeman, qui a été établie très sérieusement. Le tableau III donne la comparaison pour la température de — 131° qui est la plus basse pour laquelle les mesures soient régulières.

TABLEAU III

VALEURS DE PV A — 131°27 (AZOTE)
(Les différences sont multipliées par 10^4)

ATM.	OBS.	VAN DER WAALS	BEATTIE-BRIDGEMAN	ISOTHERME DE BASE	SÉRIES S_1 S_2
25,29	.4168	.4170 + 2	.4174 + 6	.4171 + 3	.4169 + 1
27,55	.4067	.4064 — 3	.4069 + 2	.4064 — 3	.4064 — 3
28,92	.3992	.3995 + 3	.3999 + 7	.3994 + 2	.3994 + 2
31,73	.3858	.3856 — 2	.3860 + 2	.3856 — 2	.3857 — 1
33,65	.3760	.3758 — 2	.3761 + 1	.3758 — 2	.3759 — 1
35,72	.3652	.3650 — 2	.3650 — 2	.3650 — 2	.3652 0
36,52	.3607	.3607 0	.3605 — 2	.3606 — 1	.3607 0
37,96	.3529	.3531 + 2	.3525 — 4	.3529 0	.3528 — 1
44,98	.3119	.3162 + 43	.3112 — 7	.3123 + 4	.3121 + 2
49,14	.2868	.2984 + 116	.2838 — 30	.2871 + 3	.2871 + 3
51,73	.2731	.2925 + 194	.2686 — 45	.2728 + 3	.2732 + 1
58,31	.2422	.3104 + 682	.2251 — 171	.2412 — 10	.2421 — 1

La représentation par S_1 et S_2 est parfaite. L'isotherme de base donne des résultats équivalents sauf pour la pression la plus forte ; mais l'erreur n'est que 1/20 de celle que donne la formule de Beattie et Bridgeman et 1/70 de celle de Van der Waals.

GÉNÉRALITÉ DE L'ISOTHERME DE BASE. — Le covolume intervenant dans son tracé, on pourrait penser que chaque valeur admise pour ce covolume conduirait à une isotherme différente. J'ai fait l'essai en admettant 0,0015 au lieu de 0,0020, pour deux températures (— 81° et — 131°), de manière à faire porter la vérification sur deux régions différentes de l'isotherme (de 0,86 à 0,75 et de 0,73 à à 0,30). L'écart moyen sur PV est resté le même (0,04 %) sauf pour la pression la plus élevée. L'isotherme est donc insensible aux variations du covolume, avec les restrictions déjà faites pour le voisinage immédiat du volume critique.

D'autre part la compressibilité de l'azote a été étudiée par Holborn et Otto entre — 130° et + 400° pour des pressions allant jusqu'à 100 atmosphères. La comparaison faite avec les mesures de Leiden montre des différences de l'ordre de 0,1 à 0,2 %. Nous ne pouvons pas nous attendre à ce que cette seconde série de mesures soit bien représentée par l'isotherme déduite de la première, puisque nous cherchons une précision dix fois plus grande. Cependant l'écart moyen est à peine augmenté, passant de 0,000 24 à 0,00036 dans toute la région où les mesures se recouvrent. Par contre, il atteint jusqu'à 3,6 % à — 100° sous 102 atmosphères. De plus longs calculs seront nécessaires pour connaître l'origine de la discordance.

La loi d'isocondensation est donc toujours valable et les chiffres qu'elle donne sont probablement plus exacts que les chiffres expérimentaux.

Il est cependant facile de montrer qu'elle ne peut pas être *rigoureusement* exacte. Soient deux températures T_1 et T_2 et deux états P_1, V_1 et P_2, V_2. Ils seront isocondensés s'ils sont conformes à la relation

$$\log V_2 = \Delta + F \log V_1.$$

Cette relation montre qu'il existe une valeur de $\log V_1$ pour laquelle V_1 et V_2 sont égaux

$$\log V_2 = \Delta/(1 - F).$$

Alors P sera proportionnel à T, c'est-à-dire que le coefficient d'augmentation de pression, à volume constant, entre T_1 et T_2 sera celui d'un gaz parfait. Il sera plus grand pour des valeurs inférieures de V et plus petit pour des valeurs supérieures ; ce qui est très invraisemblable.

Mais l'objection perd sa force si on l'exprime en nombres. Par exemple l'isocondensation entre les températures — 102° et 0° s'exprime par la formule

$$\log (V_2 - b) = 1{,}0487 \log (V_1 - b) - 0{,}20364.$$

L'égalité aura lieu pour $\log (V - b) = 4.1$ ou $V = 15\ 000$, la pression étant 1/20 de millimètre de mercure. Même si la loi n'est pas rigoureuse, son imperfection ne peut avoir aucun effet perceptible, même pour des mesures 100 fois plus précises que celles que nous pouvons faire.

Signification des paramètres F et Δ. — On admettra difficilement qu'une loi exacte à 1/10 000 près soit une illusion due au hasard. Par suite les paramètres F et Δ apparaissent comme jouant un rôle essentiel dans la théorie des gaz, et ne doivent pas rester à l'état de fonction algébrique ; nous devons leur chercher une signification matérielle. Cette signification apparaîtra plus clairement dans un autre mémoire ; j'en donne seulement ici l'essentiel.

Le facteur F représente l'influence de la température. Ses variations sont en rapport avec celles du facteur a de pression interne de Van der Waals. La translation Δ représente l'influence du volume. Dans la théorie de Van der Waals cette influence est donnée par l'exposant 2 du terme a/V^2. Ici nous sommes amenés à remplacer cet exposant constant par un chiffre variable avec la température et toujours voisin de 2.

8. **Deuxième loi d'isocondensation.** — *Dans des états isocondensés, la proportion relative des agrégats de diverse grandeur est toujours la même.*

Le tableau IV donne les chiffres pour un degré de condensation 0,5 à toutes les températures auxquelles ce degré de condensation a été atteint. Les autres degrés de condensation donnent des résultats analogues.

D'une colonne à la suivante les différences ne sont pas grandes et il est possible qu'une partie soit due à l'indétermination restante dans le calcul des coefficients K. Cependant je pense qu'elles sont réelles et que la seconde loi d'isocondensation n'est qu'une approximation. A condensation égale la proportion relative des divers agrégats varie, mais elle varie de très peu.

TABLEAU IV

Concentration relatives C_n des divers agrégats en fonction du nombre total d'unités cinétiques
(Degré de condensation : 0,50)

	— 146°	— 141°	— 131°	— 121°	— 102°
C_1	.640	.640	.630	.624	.603
C_2	.172	.172	.173	.176	.182
C_3	.0727	.0723	.0751	.0778	.0843
C_4	.0231	.0234	.0251	.0261	.0283
C_5	.0036	.0037	.0038	.0036	.0036
C_6	.0010	.0010	.0010	.0009	.0007
C_7	.0004	.0004	.0003	.0002	.0001

9. **Application aux autres gaz.** — Je n'ai pas calculé les coefficients K pour d'autres gaz. Mais les résultats obtenus antérieurement par la théorie sous sa première forme permettent d'affirmer que les deux lois d'isocondensation s'appliquent également à l'oxygène, au néon et à l'argon avec la même précision. Pour ces gaz aussi, et très probablement pour d'autres sinon pour tous, il est possible de tracer une isotherme de base et de l'employer comme nous venons de le faire pour l'azote.

États correspondants. — Je reviens rapidement sur cette question qui a déjà été traitée [4].

Deux gaz ne satisfont rigoureusement à la loi des états correspondants que s'ils ont la même isotherme de base. Avec la première forme de la théorie, cette condition était vérifiée pour l'oxygène et l'argon, mais non pour l'azote et l'oxygène ou l'argon. Ces résultats ne sont ni contredits ni absolument confirmés par le nouveau calcul. En se servant de la courbe de base de l'azote, pour l'oxygène ou le néon, on trouve des écarts qui peuvent atteindre quelques millièmes. Mais comme ils n'apparaissent qu'aux basses températures il est possible qu'ils soient corrigés par un autre choix des covolumes. La question reste ouverte, mais il est probable que les isothermes de base sont réellement différentes.

La tendance à accorder une valeur absolue à la loi des états correspondants et à donner des équations d'état « réduites » comme l'on fait par exemple Su et Chang en 1946, est certainement fâcheuse. Cette loi est sans doute seulement approchée, et au lieu de forcer les gaz à s'y soumettre il faudrait au contraire mettre en évidence les écarts et en chercher les causes.

Je rappelle que la définition des états correspondants, à laquelle nous sommes conduits ici, ne fait pas usage des coordonnées critiques. Nous devons admettre comme possible que deux gaz, même s'ils ont des états correspondants dans des conditions très variées, ne se correspondent plus au point critique, et que par suite ce point doit être laissé à l'écart de la définition.

Calcul des coefficients K. — Ce calcul est long et pénible. Mais je pense que s'il est fait pour d'autres gaz il en résultera un progrès notable. J'en donnerai donc le principe avec les simplifications que la pratique a suggérées, montrant en même temps que les résultats méritent confiance.

La méthode est celle des approximations successives. Nous ne savons rien sur les K et ne faisons aucune hypothèse ; c'est uniquement l'expérience qui doit nous guider.

J'ai commencé par l'azote avec la température de — 131° (Leiden) qui a l'avantage de fournir tous les degrés de condensation entre 0,3 et 0,75.

Le premier coefficient à calculer est K_1. Il intervient seul aux faibles pressions, mais les mesures manquent. Il faut les remplacer avec des chiffres calculés par la formule de Van der Waals et par conséquent déterminer d'abord les constantes de cette formule, soit 0,002872 pour a et 0,00200 pour b. Les valeurs de PV/RT et de $P(V - b)/RT$ sont alors calculées pour des valeurs de V allant de 1 à 0,05. Comme elles sont voisines de l'unité, le calcul doit être fait à 7 décimales.

Admettant que pour ces volumes relativement grands la masse de gaz ne contient que des molécules simples et doubles, on peut calculer pour chacun une valeur de K_1 et en extrapolant à un volume infini on a une première valeur approximative de K_1 soit $\log K_1 = 5{,}25744$. Mais les agrégats plus gros existent déjà au volume 1. Il faut donc faire intervenir une deuxième constante K_2 qui est calculée pour les volumes compris entre 1 et 0,2 et extrapolée au volume infini, donnant $\log K_2 = 5{,}0475$. Mais l'extrapolation n'est pas sûre et en voulant obtenir K_3 de la même manière on trouve un résultat absurde. Il faut ramener $\log K_2$ à 5.044 ce qui donne pour K_3 4,9350. Pour obtenir une valeur raisonnable de K_4 il faut ramener ces chiffres à 5.0434 et 4.950.

Par la même méthode des retouches successives, qui ne donne aucune ambiguïté, il est possible d'arriver jusqu'à K_6 avec les valeurs suivantes

$\log K_1$	5.2569	$\log K_3$	4.9501	$\log K_5$	4.8809
$\log K_2$	5.0489	$\log K_4$	4.9032	$\log K_6$	4.8703

qui représentent parfaitement l'expérience jusqu'au volume 0,1 (10 atmosphères).

Il n'est pas possible d'aller plus loin par la même méthode ; chaque coefficient nouveau oblige à réviser tous les autres et le calcul devient inextricable. Mais le résultat essentiel est atteint : les coefficients K diminuent régulièrement et la diminution de chacun au suivant est à peu près la moitié de la précédente. Cette loi est admise comme générale et les K sont calculés en la suivant jusqu'à K_{12} ce qui permet de représenter l'expérience jusqu'au volume 0.06. Pour aller plus loin il faut avoir recours à une méthode empirique : les valeurs des K sont lues sur une courbe tracée graphiquement, et retouchée progressivement.

Finalement, quand les écarts sont devenus petits (de l'ordre de 0,002 sur PV) la méthode graphique devient à son tour inefficace et il faut opérer par corrections. A toute température il est facile de calculer l'influence qu'aura sur la valeur de PV, pour chaque pression, une correction individuelle de chaque K. Quelques essais permettent alors de fixer au mieux ces corrections pour arriver aux chiffres définitifs.

Cette méthode est sûre mais laborieuse. Je ne suis arrivé au but pour — 131°, qu'après 78 approximations successives.

La même méthode a été employée pour — 102° afin de vérifier que la loi de variation des K_n en fonction de n était la même ; 15 approximations ont suffi. La loi a été alors admise comme générale et cette hypothèse a beaucoup simplifié les calculs pour les autres températures. Ils ont toujours été achevés par corrections comme il a été dit, et cette méthode s'est montrée très recommandable.

Un prochain mémoire traitera des rapports entre les constantes K, de leur variation avec la température, de la liquéfaction, de l'opalescence critique, de la viscosité et de la chaleur spécifique. Tous ces points ont déjà été examinés par la théorie, sous la première forme, mais la nouvelle permet une grande amélioration des résultats.

Manuscrit reçu le 3 juin 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2372 et 1955, **240**, 1497.
[2] *J. Chimie Phys.*, 1950, **47**, 873.
[3] *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 235.
[4] *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 641.

LA FULGURATION CHROMOSPHÉRIQUE DU 23 FÉVRIER 1956 SES EFFETS COSMIQUES ET GÉOPHYSIQUES

Par R. BUREAU
Laboratoire national de Radio-électricité, Bagneux (Seine).
et A. DAUVILLIER.
Observatoire du Pic du Midi, Bagnères-de-Bigorre (Hautes Pyrénées).

I. **Le phénomène solaire.** — Après le minimum solaire de 1955, le soleil montrait, au début de 1956, une forte reprise d'activité. Plus de 50 taches nouvelles sont apparues en février. Deux formations de haute latitude, boréale et australe, passaient au méridien central du 21 au 24 janvier. Le 9 février, la raie coronale jaune était signalée au bord Nord-Est du soleil. Le 10, une protubérance éruptive ascendante, d'une vitesse inusitée, était observée au Sacramento Peak. Un groupe de 19 taches, visible à l'œil nu et s'étendant sur plus d'un million de kilomètres, passait de nouveau au méridien central du 18 au 20 février. Il a effectué son troisième retour le 17 mars.

C'est dans ce groupe qu'est apparue, le 23 février à 0335 T. U., dans une grande tache sur le point de disparaître au bord solaire (73° W, 22°5 N), une fulguration [3] visible à l'œil nu, d'une aire dépassant 2 000 millioniemes de la surface du disque. Le spectro-héliographe de l'Observatoire de Kodaikanal l'a suivie jusqu'à 0510. La figure 1 schématise la position du phénomène vu de la Terre. L'émission des protons solaires était donc rasante, ainsi que le 19 novembre 1949.

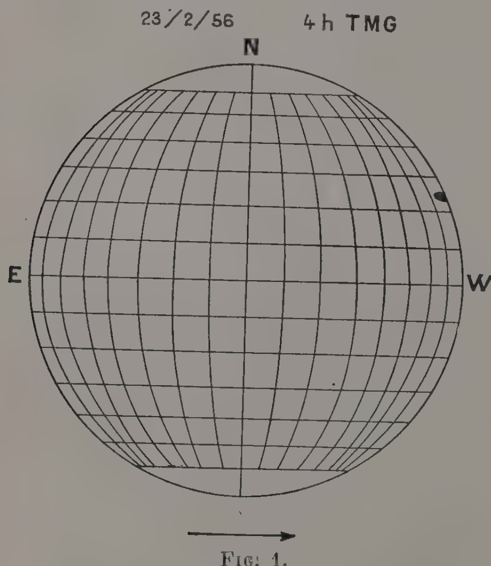


FIG. 1.

II. **Le flux de rayons cosmiques.** — Le puissant flux nocturne de rayons cosmiques observé par l'un de nous à Bagnères [1] (altitude 550 m, méridien de Greenwich, latitude géomagnétique : 46° N), a été enregistré par deux chambres d'ionisation, dont l'une blindée, et un télescope à triple coïncidence. Cet ensemble exclut, par conséquent, l'hypothèse d'un accroissement subit et extraordinaire de la radioactivité atmosphérique ou d'un flux de photons cosmiques de grande énergie d'origine inconnue. Mais nos enregistreurs de rayons cosmiques sont construits pour être aussi sensibles que possible et atteindre la précision, soit du centième, soit du millième, selon leur nature, afin d'accuser de délicats phénomènes, comme les effets barométriques, les variations diurnes, les variations géomagnétiques, etc. ; et non des variations multipliant par 2 ou plus l'intensité normale, très constante, du rayonnement. Aussi les trois index sont-ils sortis subitement des échelles de mesure et n'a-t-il pas été possible de mesurer l'intensité maxima du flux.

Le premier est un variomètre à chambre d'ionisation géante en alumag de 120 litres, chargée d'argon pur sous 10 atmosphères, qui avait déjà accusé la précédente émission solaire du 19 novembre 1949. Nous l'avons décrit en détail dans notre ouvrage [2] et dirons seulement ici que c'est un appareil à lampe électromètre, à lecture directe, dont l'enregistreur est un microampèremètre (0 — 10 μA) inscrivant par pointés sur papier à la cadence de 3 mn. L'avance horaire est de 1 cm. La chambre d'ionisation, ainsi que la résistance de fuite (Victoreen) de 10^{12} ohms, qui possède un coefficient de température $K = -0{,}14\,\%$ par degré centigrade, sont enfermées dans une armoire thermostatique et maintenus à température constante.

L'appareil mesure le rayonnement ionisant total non filtré. L'intensité normale de l'ionisation, mesurée avec l'appareil étalon de Kolhörster est de 3,15 paires d'ions par centimètre cube d'air normal et par seconde, soit de 5,45 micro röntgen par heure, 2 paires d'ions étant dues au seul rayonnement cosmique et le reste à la radioactivité (γ) naturelle locale.

La 5e partie (bas) de la figure 6 reproduit l'enregistrement obtenu. Par suite de la cadence de frappe, le début brusque n'est connu qu'à 3 mn près. L'aiguille de l'instrument est demeurée hors de l'échelle de mesure durant 25 mn. La décroissance, observée pendant 3 heures, est d'allure exponen-

tielle en fonction du temps. L'accroissement de l'intensité était supérieur à 25 %. La pression barométrique est demeurée très constante durant le phénomène et ne donne pas lieu à une convection.

Le second appareil est un télescope non blindé d'ouverture égale à 90°, dont l'axe est dirigé vers le zénith. Il comporte 9 compteurs autocoupeurs montés en triple coïncidence, alimentés par une batterie d'accumulateurs alcalins dont la tension est quadruplée par un multiplicateur rotatif (2 t/s) à condensateurs monté sur plexiglass. Cette batterie (1 Ah), bien isolée, ne nécessite qu'une recharge annuelle. C'est aussi un appareil à lecture directe, enregistrant la fréquence de comptage (800 impulsions/mn) au moyen d'un cinémographe. L'avance horaire est de 1 cm. Cet appareil est moins sensible que le précédent, mais il fixe le début du phénomène à 1 minute près, soit à 0343 T. U. L'aiguille, aussitôt sortie de l'échelle de mesure, a actionné l'interrupteur de sécurité protégeant le différentiel, de sorte que le retour n'a pas été enregistré. L'amplitude maxima atteinte n'aurait pu être connue que par la présence d'un opérateur manœuvrant le triple changement de vitesse d'enregistrement. Elle était supérieure de 50 % à l'intensité normale. La figure 2 reproduit l'enregistrement obtenu. L'appareil n'a été remis en fonction qu'à 7 heures.

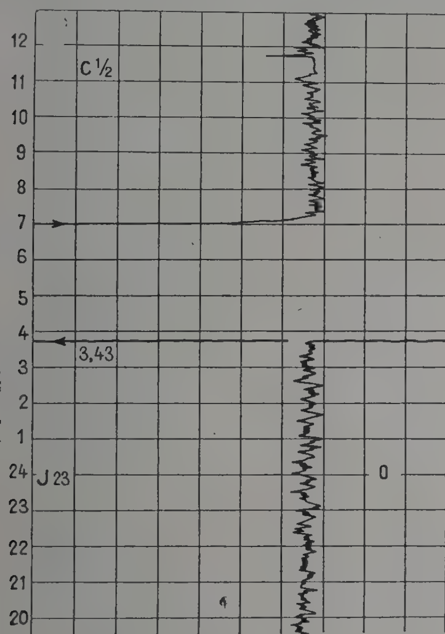


Fig. 2.

Le troisième appareil est un variomètre à chambre d'ionisation en aluminium de 2 litres, chargée d'argon pur sous la pression de cent atmosphères, assurant une lecture directe par lampe électromètre, spot galvanométrique et enregistrement photographique hebdomadaire (bande de 30 cm de longueur). Il est blindé par 10 cm de zinc pur et disposé dans un sous-sol à température constante. La cathode exigeant un courant de chauffage de 80 mA, assuré par une batterie tampon de 10 V (accumulateurs alcalins de 70 Ah), ce débit est, en grande partie, compensé par un chargeur fonctionnant sur le réseau par l'intermédiaire d'un stabilisateur magnétique. La dérive est ainsi presque compensée et la batterie n'exige qu'une recharge bi-annuelle.

L'appareil n'enregistre que la composante mésonique dure. Il n'a pu accuser le début de l'effet qu'à 10 mn près ; mais il enregistre tous les phénomènes instantanés comme les chocs d'Hoffmann. L'intensité normale de l'ionisation est, dans le blindage, de 1,4 paire d'ions par centimètre cube d'air normal et par seconde (2,4 μ r/h). La figure 3 reproduit l'enregistrement obtenu : il a accusé un début brusque à 0345. Le spot est demeuré hors de l'échelle de mesure pendant 10 mn. L'accroissement de l'intensité de la composante dure excédait 133 %, valeur jamais encore observée auparavant.

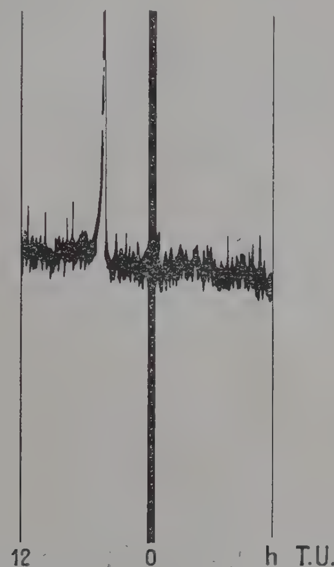


Fig. 3.

La plupart des enregistreurs de rayons cosmiques actuellement en usage donnent la valeur moyenne de l'ionisation, ou du taux de comptage, au bout de 10 mn, un quart d'heure, voire parfois une heure. Une telle donnée est notoirement insuffisante et il est devenu indispensable d'utiliser des appareils à *lecture directe*, ne nécessitant pas de développement photographique après coup et fournissant l'époque des phénomènes à une minute près,

A ce point de vue, notre télescope actionnant le cinémographe est recommandable. Sa constante de temps, de l'ordre de la minute, est convenable pour le but poursuivi.

Le magnétographe enregistreur, à répétition photoélectronique [3] associé au premier de ces appareils est demeuré parfaitement calme durant l'émission solaire. Il inscrit, par pointés, l'intensité de la composante horizontale du champ géomagnétique, donné par un magnétographe éloigné, situé dans un local semi-obscur à température constante, et sur la même bande de papier étalonné que l'intensité du rayonnement cosmique.

Il devait bien en être ainsi, puisqu'il s'agissait d'un effet nocturne. L'orage magnétique associé au phénomène solaire n'a débuté que le 25 février 1956 à 0600 T. U., soit 50 h plus tard, alors que le foyer d'activité avait disparu au bord solaire Ouest. Il a été de grande amplitude, la composante horizontale ayant diminué de 300 γ. Lors de l'effet du 19 novembre 1949, cette composante n'avait diminué que de 145 γ, et le retard était de 6,5 heures. Cet orage mondial a été observé sur tout le Globe, mais il a débuté à 0307 en Afrique Australe et à 0300 à Resolute Bay, soit 3 h plus tôt. L'aurore polaire associée a été observée en Alaska sous forme d'un arc rouge, d'intensité 4 (sur 5) culminant au Sud à 12° (altitude 300 km). Cette aurore s'est développée en une couronne rayonnante qui paraît synchrone avec la perturbation magnétique de Resolute Bay.

Ce « retard » de 50 h ne saurait, bien entendu, s'interprêter comme une durée de parcours des corpuscules solaires électrisés. Ceux-ci ont vraisemblablement été émis longtemps après les protons constituant le flux de rayons cosmiques.

III. **Les effets radioélectriques.** — 1. Généralités. — Une abondante documentation est recueillie quotidiennement sur le réseau d'enregistrements des atmosphériques établi par le Laboratoire National de Radioélectricité à Bagneux et dans ses annexes de la métropole et d'outre-mer. Elle ne se limite pas aux travaux provisoires mais se prolonge chaque année davantage.

L'une des plus fécondes observations ainsi signalée est celle des perturbations ionosphériques à début brusque (P. I. D. B.).

C'est l'une de celles-ci qui fait l'objet du présent article. Elle s'est produite le 23 février 1956 vers 0345 T. U. et ses effets se sont manifestés avec une vigueur inusitée en de multiples localités sous des aspects très divers.

Donnons tout d'abord quelques renseignements essentiels sur les appareils.

A) Nous avons fait appel à du matériel construit dans d'autres buts, en particulier, à celui qui avait été peu à peu développé pour l'étude des atmosphériques.

Les appareils permettant la mesure du niveau moyen, du champ moyen et de la cadence de succession des atmosphériques sont : 1° le balistègre : galvanomètre de grande taille à amortissement prépondérant ; 2° le radiocinémographe : fréquencemètre mécanique à caractéristiques linéaires avec amortissement mécanique ; 3° le milliampèremètre enregistreur à grande constante de temps (CR = 120 sec) électrique.

Pour l'enregistrement de la direction des flux d'atmosphériques nous utilisons : *a*) le goniomètre à secteur étroit, *b*) le goniomètre cathodique.

Ils ont été mis au point pour la goniométrie des décharges orageuses.

C'est ainsi que les recherches sur la localisation des orages et celles de l'intensité moyenne des atmosphériques susceptibles de perturber les télécommunications ont permis de signaler [4] et con-

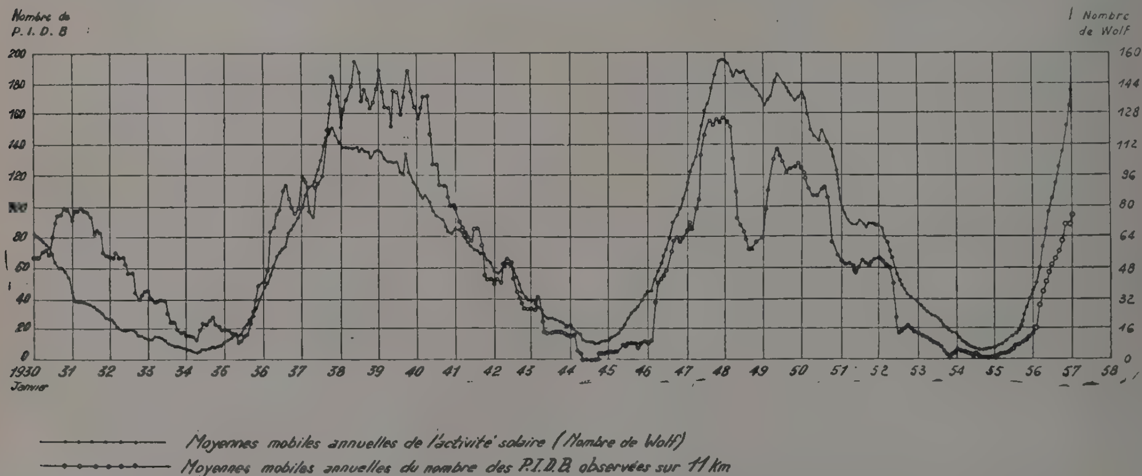


Fig. 4. — *Remarque.* — Les moyennes concernent les 12 mois précédant chaque point.

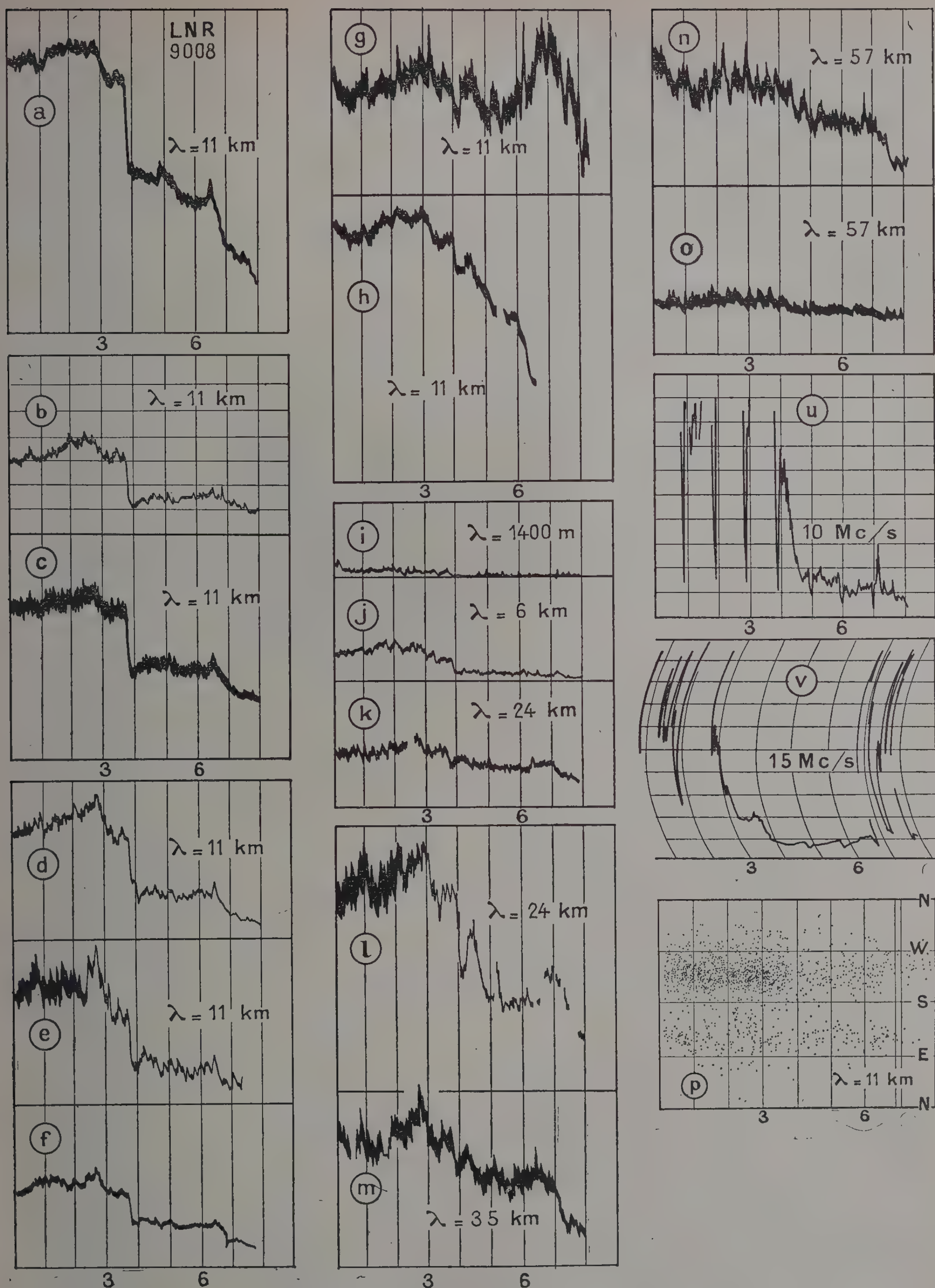


Fig. 5. — Enregistrements du 23 février 1956 effectués à Bagneux, Poitiers, Tunis.

a. — Bagneux, champ moyen. *b.* — Bagneux, champ moyen (milli). *c.* — Bagneux, niveau moyen. *d.* — Bagneux, cadence. *e.* — Bagneux, cadence. *f.* — Poitiers, niveau moyen. *g.* — Rabat, niveau moyen. *h.* — Tunis, niveau moyen. *i.* — Bagneux, cadence. *j.* — Bagneux, cadence. *k.* — Bagneux, niveau moyen. *l.* — Bagneux, cadence. *m.* — Bagneux, cadence. *n.* — Bagneux, cadence. *o.* — Bagneux, champ moyen. *u.* — Bagneux, champ de WWV MSF. *v.* — Bagneux, champ de WWV. *p.* — Radiogoniomètre de Bagneux.

firmer les caractères principaux des Perturbations Ionosphériques à Début Brusque (P. I. D. B.) qui provoquent en même temps pendant les heures de jour un renforcement du niveau moyen sur ondes kilométriques et un évanouissement brusque sur les ondes décamétriques.

L'étroite corrélation entre ces phénomènes et l'activité générale du soleil a été mise en évidence de manière irréfutable [5] (*fig.* 4).

L'enregistrement des fréquences étalonnées émises de Washington a permis, à l'aide de récepteurs très sélectifs qui enregistrent la fréquence de modulation de ces émissions, d'échapper à certains brouillages [6].

B) C'est en poursuivant d'une manière systématique et en vue de l'étude de la basse ionosphère sur ondes longues ou très longues que J. S. Belrose, H. Devenport et K. Weekes ont annoncé les renforcements brusques du 23 février 1956 [7].

C) Des physiciens du rayonnement cosmique (Ehmert, Pfotzer, Forbush..., etc.) ont rassemblé une abondante documentation sur les Perturbations Ionosphériques à Début Brusque. Les phénomènes du 23 février en donnent un exemple très remarquable.

2. Les phénomènes du 23 février 1956. — A. Dauvillier a décrit, dans la première partie de cet article, les phénomènes observés sur le rayonnement cosmique, le résultat des observations directes du soleil et les anomalies présentées par la courbe du magnétisme terrestre dans l'hémisphère éclairée.

Signalons qu'il a été constaté des « sursauts » sur les enregistrements du rayonnement radioélectrique du soleil (Mitaka) sur 200 Mc : s.

Quelles ont été les répercussions de ces phénomènes sur les enregistrements d'atmosphériques et sur ceux des ondes décamétriques ?

a) Considérons tout d'abord les enregistrements du niveau moyen des atmosphériques (soit la cadence, soit le champ moyen) accordés sur 11 km de longueur d'onde.

1° Les enregistrements de Bagneux donnent tous, à 0345 T. U. une baisse subite de grande amplitude suivie jusqu'au lever du soleil d'une courbe de niveau peu variable, très inférieure à la partie antérieure de la courbe d'enregistrement (*fig.* 5*a*, *b*, *c*, *d*, *e*). 2° Une chute identique se retrouve à Poitiers (*fig.* 5 *f*). 3° Sur Tunis (*fig.* 5 *h*) on relève une baisse appréciable vers 0352 T. U. Le cylindre enregistreur avançait de 7 minutes environ, ce qui donne après correction 0345 T. U. 4° Sur Rabat, cette discontinuité n'apparaît plus (*fig.* 5 *g* et *fig.* 6, 3°). 5° Aux Iles Kerguelen, dans l'hémisphère éclairée, on constate une P. I. D. B. classique (*fig.* 6_1) à 0335 T. U. (son maximum a lieu à

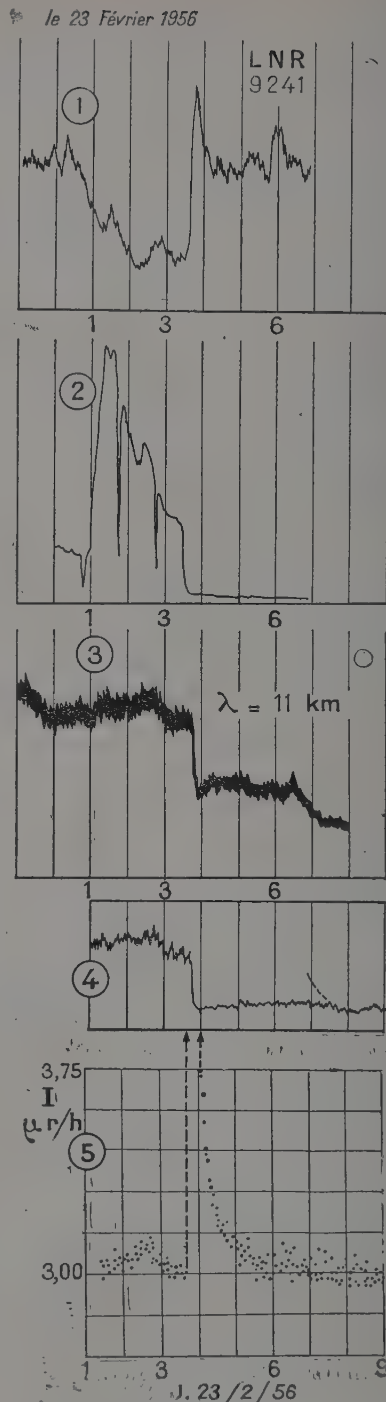


Fig. 6. — Niveau moyen d'Atmosphériques à :
1° Iles Kerguelen (λ = 11 km).
2° Champ WWV 10 Mc : s. Iles Kerguelen.
3° Bagneux (λ = 11 km).
4° Edimbourg (λ = 12,5 km).
5° Rayonnement cosmique à Bagnères.

0344 T. U.) provoquant un renforcement du niveau moyen sur 11 km.

b) Sur les enregistrements du niveau des atmosphériques (cadence ou champ moyen) accordés sur d'autres longueurs d'onde, on observe : 1° Sur 1,4 km de longueur d'onde, la baisse est très faible (*fig.* 5 *i*) (activité presque nulle). Une baisse s'observe sur 6 et 24 km (*fig.* 5 *j*, *k* et *l*). La baisse est peu marquée sur 35 km, nulle sur 57 km (*fig.* 5 *m*, *n* et *o*). 2° J. S. Belrose, H. Devenport et K. Weekes ont constaté des phénomènes analogues à ceux cités plus haut sur l'enregistrement des atmosphériques sur 22 kc : s (soit 13,6 km de longueur d'onde). De même M. A. Ellison et J. H. Reid ont observé des phénomènes identiques sur les enregistrements d'atmosphériques effectués à Edimbourg sur l'onde de 24 Kc : s (longueur d'onde : 12,5 km) (*fig.* 6_4). 3° A Churchill (Manitoba-Canada), C. A. McKerrow signale aussi une baisse importante du niveau moyen des atmosphériques sur 100 Kc : s (3 km de longueur d'onde).

c) Sur les goniomètres à secteur étroit accordés sur la longueur d'onde 11 km, on observe : 1° A Bagneux et à Trappes, une très nette diminution d'intensité des sources se produit vers 0345 T. U. Cette diminution est particulièrement marquée sur les sources SW et W. Elle se prolonge au moins jusqu'au lever du soleil, la source Sud est peu affectée (*fig.* 5 *p*). 2° A Brest, une panne d'alimentation a interrompu l'enregistrement au moment de l'évanouissement. Toutefois, on constate qu'à la reprise du fonctionnement l'intensité de la source SW est considérablement réduite, ce qui laisse supposer qu'un effet analogue à celui constaté sur le goniogramme de Bagneux s'est produit. 3° A Rabat, après 0400 T. U., un brouillage superposé vient dénaturer partiellement l'aspect du goniogramme. On peut observer toutefois qu'il n'y a pas d'affaiblissement sensible des sources. 4° Le goniogramme de Tunis présente un aspect analogue à celui de Rabat. 5° Enfin, aux Iles Kerguelen, on remarque un renforcement du foyer WNW et l'apparition de foyer au NW, à l'ENE et au NE au moment de la P. I. D. B.

d) Les enregistreurs des émissions étalonnés sur ondes décamétriques (WWV 60, 30, 20 m) installés à Bagneux et aux Iles Kerguelen indiquent une baisse sensible. 1° A Bagneux, sur 30 m de longueur d'onde, on constate une baisse très nette à l'heure du phénomène (*fig.* 5 *u*). Sur 20 m, la baisse, moins marquée est cependant assez nette (*fig.* 5 *v*). Elle succède à deux baisses précédentes. 2° Aux Iles Kerguelen, les observateurs signalent un « Fort affaiblissement » très visible sur la figure 6_2.

L'examen de ces divers enregistrements entraîne les conclusions suivantes : *a*) L'augmentation du rayonnement cosmique a produit une baisse considérable de la propagation sur des longueurs d'onde allant de 24 000 à 20 m et particulièrement sur 11 km dans l'hémisphère obscur, les longueurs d'onde plus grandes ne sont pratiquement pas affectées. Insistons sur le caractère extrêmement brutal de la baisse. *b*) Le phénomène semble relativement localisé (il est peu sensible à Tunis, nul à Rabat). A Bagneux, il s'est manifesté principalement sur le foyer Sud-Ouest. *c*) Le synchronisme entre le phénomène initial et ses répercussions sur les enregistrements est presque parfait.

Parmi les multiples constatations que permettent de faire une abondance exceptionnelle de documents et d'observations, nous signalerons les deux suivantes :

d) L'intensité exceptionnelle du phénomène (A. Dauvillier en a signalé l'importance) et qui a été confirmée par les opérateurs de trafic radio.

e) Alors que la perturbation habituelle consiste en deux phénomènes inverses : renforcement brutal des ondes kilométriques, et évanouissement des ondes décamétriques, le tout se produisant de jour sur un trajet complètement diurne, nous sommes ici en face d'un phénomène se produisant la nuit et donnant une chute brutale sur les ondes kilométriques et une disparition des réceptions sur ondes décamétriques. Il est extrêmement rare de constater un tel renversement.

Manuscrit reçu le 4 mai 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] DAUVILLIER (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1399-1401.
[2] DAUVILLIER (A.), Les rayons cosmiques, dans leurs rapports avec l'électricité atmosphérique, la météorologie, le géomagnétisme et l'astronomie, 1 vol., 565 p., Dunod, Paris, 1954.
[3] DAUVILLIER (A.), Le magnétisme des corps célestes, tome second : Variation et origine du géomagnétisme, 1 vol., 161 p., Hermann, Paris (1954), *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **222**, 1380.
[4] BUREAU (R.) et DAUVILLIER (A.), L'éruption chromosphérique du 19 novembre 1949 et ses conséquences géophysiques. *Annales de Géophysique*, avril-juin 1950, **6**, fasc. 2.
[5] BUREAU (R.), Perturbations ionosphériques à début brusque et cycle solaire undécennal. Notes préliminaires du L. N. R., n° 52 et 119.
[6] DECAUX (B.), BARRÉ (M.), BERTAUX (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 378-380.
[7] *J. Atmosph. Terrestr. Physics*, 1956, **286**, vol. 8, 281.

UTILISATION PRATIQUE D'UNE CHAMBRE D'IONISATION A PRESSION POUR LA DÉTERMINATION DE L'INTENSITÉ ABSOLUE DES RAYONS GAMMA

Par P. SAVEL,
Sous-Directeur du Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Dans un article paru dans les *Cahiers de Physique* [1], nous avions décrit une méthode de détermination de l'intensité absolue des rayons γ par la chambre d'ionisation.

Cette méthode a été utilisée à plusieurs reprises par différents auteurs qui utilisèrent notre montage. Les résultats acquis, comparés à ceux obtenus par d'autres méthodes, ont été satisfaisants.

Cependant l'exploitation de données parues dans notre article conduit à des calculs assez longs et il nous a paru intéressant de rendre plus commode l'utilisation des résultats de ce travail.

Rappel des résultats. — Le courant d'ionisation produit par un rayonnement γ d'énergie $h\nu$ a été trouvé égal à :

$$i = \left[Nq\frac{\Omega}{4\pi}h\nu\, l\, e^{-(a+\mu\delta)}\,(\tau_A + \chi_A + \sigma_e)\, n\frac{e}{\mathcal{E}}\right] K$$

ou

$$i = « A » \times K$$

i en u. e. s.

N Nombre de désintégrations par seconde.

q Nombre de quanta par désintégration.

$\frac{\Omega}{4\pi}$ Angle solide d'utilisation.

$h\nu$ Énergie du quantum en MeV.

l Longueur effective de la chambre d'ionisation.

$e^{-(a+\mu\delta)}$ Facteur d'affaiblissement du faisceau γ produit par les écrans fixes et supplémentaires placés entre la source et la chambre.

$\tau_A . \chi_A . \sigma_e$ Coefficients d'absorption photoélectrique, de matérialisation et Compton.

n Nombre d'atomes par cm³ du gaz remplissant la chambre.

e Charge d'un ion.

ε Énergie nécessaire pour produire une paire d'ions dans le gaz utilisé.

K Facteur d'efficacité de la chambre pour le rayonnement γ considéré.

Les valeurs de « A » ont été calculées pour toutes les raies γ émises par une source étalon de 2,21 mg de Ra($B + C$) et pour différents écrans de plomb placés entre la source et la chambre d'ionisation ; ce calcul était nécessaire pour la détermination du coefficient K d'efficacité du système.

On peut, pour une valeur d'écran déterminée, utiliser ces valeurs pour calculer le courant d'ionisation produit par 1 photon d'énergie $h\nu$ émis par désintégration et par seconde dans l'angle solide 4π.

En effet, si A_0 désigne la valeur de « A » sans écran, K l'efficacité de la chambre pour la raie $h\nu_1$, q_1 le nombre de quanta émis par désintégration, N le nombre de désintégrations par seconde de notre source étalon, le courant d'ionisation produit par 1 photon et par désintégration sera :

$$i_1 = \frac{A_0\, K_1}{N q_1}$$

de même pour la raie $h\nu_2$ on aurait

$$i_2 = \frac{A_0\, K_2}{N q_2}.$$

Ces valeurs i_1, i_2 ..., i_{11}, correspondant aux 11 raies émises par Ra($B + C$), reportées sur un graphique en fonction de l'énergie des γ, se placent au voisinage d'une droite satisfaisant à la relation :

$$i = 18.10^{-12}\,(1 + h\nu) \text{ u. e. s.}$$

$h\nu$ en MeV.

Si le radioélément émet par désintégration q_1 photons d'énergie $h\nu_1$, q_2 photons d'énergie $h\nu_2$, ... q_n photons d'énergie $h\nu_n$, le courant d'ionisation produit pour une désintégration sera :

$$i = 18.10^{-12} \sum_{h\nu_1 q_1}^{h\nu_n q_n} (1 + h\nu_1)\, q_1 \text{ u. e. s.} \qquad (1)$$

et pour 1 millicurie, ce courant sera :

$$i = 6{,}66.10^{-4} \sum_{h\nu_1 q_1}^{h\nu_n q^n} (1 + h\nu_1)\, q_1 \text{ u. e. s.} \qquad (2)$$

Applications. — 1° Dans l'expérience de contrôle, citée dans notre article, nous avions une source de ^{61}Cu émettant $29.10^6 \pm 1{,}5$ % positrons par seconde, soit 0,783 millicuries. Le courant d'ionisation mesuré sans écran était de $1{,}60.10^{-3}$ u. e. s.

Le ^{61}Cu émetteur β^+ donne 2 photons de 0,51 MeV par désintégration, d'après (2) un mC de ^{61}Cu donnerait un courant de :

$$6{,}66.10^{-4} \times (1 + 0{,}51) \times 2 = 2{,}01.10^{-3} \text{ u. e. s.}$$

TABLEAU

Éléments	$h\nu$ MeV	q par désintégration	i u. e. s. par millicurie	Valeurs limites de l'intensité des sources mesurables avec notre installation
^{22}Na	1,277	1	$3,52.10^{-3}$	1,5 μc à 3 mC
	0,51	2		
^{24}Na	1,38	1	$4,09.10^{-3}$	1,2 μc à 2,5 mC
	2,76	1		
^{28}Al	1,78	1	$1,85.10^{-3}$	2,5 μc à 5 mC
^{29}Al	2,3	0,25	$1,65.10^{-3}$	3 μc à 6 mC
	1,2	0,75		
^{48}Sc	1,33	1	$4,20.10^{-3}$	1,2 μc à 2,5 mC
	0,98	1		
	1,0	1		
^{56}Mn	2,06	0,2	$2,17.10^{-3}$	2,5 μc à 5 mC
	1,77	0,3		
	0,82	1		
^{60}Co	1,33	1	$3,0\ .10^{-3}$	1,5 μc à 3 mC
	1,17	1		
^{86}Rb	1,08	0,2	$2,77.10^{-4}$	18 μc à 35 mC
^{141}Ce	0,145	0,67	$5,12.10^{-4}$	10 μc à 20 mC
^{130}I	0,417	0,4	$3,67.10^{-3}$	1,5 μc à 3 mC
	0,537	1		
	0,667	1		
	0,774	1		
^{198}Au	0,411	0,99	$9,41.10^{-4}$	5 μc à 10 mC
	0,67	0,01		
^{203}Hg	0,279	1	$8,5\ .10^{-4}$	6 μc à 12 mC

La valeur absolue de notre source de ^{61}Cu donne :

$$\frac{1,60.10^{-3}}{2,01.10^{-3}} = 0,796 \text{ mC.}$$

Valeur en bon accord avec celle établie par la mesure directe des positrons.

2° Une source de ^{60}Co, mesurée par M. Bouchez à l'Institut du Radium, a été trouvée égale à 404 ± 7 μc par la méthode des compteurs et à 418 μc par la méthode de la chambre d'ionisation. Cette source, mesurée par nous, donne un courant de $1,24.10^{-3}$ u. e. s. Or, le ^{60}Co se désintègre en émettant 1 photon de 1,17 MeV et 1 photon de 1,33 MeV par désintégration ; 1 millicurie de ^{60}Co, d'après la formule (1) doit donner un courant égal à

$$i = 6,66.10^{-4}\,[(1 + 1,17) + (1 + 1,33)] = 3,0.10^{-3} \text{ u. e. s.}$$

La valeur absolue de cette source est donc :

$$\frac{3,0.10^{-3}}{1,24.10^{-3}} = 413\ \mu\text{C.}$$

Valeur en excellent accord avec celles trouvées par M. Bouchez.

3° Le tableau ci-dessus donne, pour un certain nombre de radioéléments dont le schéma de désintégration est connu [2], le courant d'ionisation produit dans notre installation par 1 millicurie de chacun de ces radioéléments, ainsi que les valeurs limites pratiques des intensités de sources mesurables avec ce dispositif.

La précision des résultats obtenus par cette méthode, dépendant principalement de la valeur du coefficient d'efficacité de la chambre, peut être estimée à ± 5 %.

Manuscrit reçu le 25 mai 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Savel (P.), *Cahiers de Physique*, 1944, n° **19**, 30.

[2] Hollander (J. M.), Perlman (I.) et Seaborg (G. T.), *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 469.

SPECTRES D'ABSORPTION ET DE FLUORESCENCE DES RADICAUX PRODUITS PAR LA DÉCHARGE HAUTE FRÉQUENCE DANS QUELQUES VAPEURS AROMATIQUES ET FIXÉS A BASSE TEMPÉRATURE

Par Mlle Yvonne LORTIE,
Laboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences, Paris.

Au cours de nos essais sur l'émission lumineuse de vapeurs organiques excitées par un champ de haute fréquence [1, 2], nous avons observé, dans le visible, un spectre, commun au toluène et à certains de ses dérivés, que nous avons attribué, en accord avec Schüler et coll. [3], au radical benzyle. D'autre part, Porter, décomposant le toluène et ses dérivés par photolyse par « flash », soit en phase vapeur [4], soit en phase condensée à basse température [5], observe un spectre d'absorption dans l'ultraviolet proche qu'il attribue aussi au radical benzyle.

L'objet initial du présent travail était d'étudier l'absorption des radicaux formés dans la décharge. La concentration de ces radicaux dans la vapeur est insuffisante pour permettre leur observation directe dans les conditions expérimentales habituelles ; aussi avons-nous cherché à les concentrer en les stabilisant. Pour cela nous avons utilisé une méthode de fixation des radicaux voisine de celles de Bass et Broida [6] et de Whittle, Dows, et Pimentel [7].

Le tube dans lequel nous faisons passer la décharge dans le courant de vapeur a été modifié en introduisant, juste en aval de la région d'excitation, une cuve en silice fondue comportant deux faces parallèles, optiquement travaillées, et dans laquelle on peut mettre de l'azote liquide. Les produits de la décharge sont ainsi immédiatement condensés et nous pouvons observer leur absorption soit dans le visible, soit dans l'ultraviolet, le tube laboratoire étant muni de regards de quartz et l'azote liquide, à travers lequel nous observons, étant transparent dans les régions spectrales explorées (*fig.* 1).

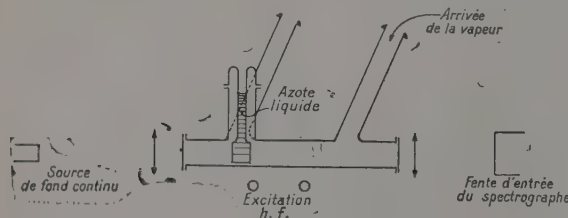


Fig. 1.

Le toluène, l'éthylbenzène et la benzylamine émettent tous les trois, en phase gazeuse, le spectre « V » attribué au radical benzyle ; pour chacun d'entre eux, nous avons observé, à côté du spectre d'absorption UV du produit non transformé, deux spectres de bandes d'absorption (non résolues avec le grand spectrographe Hilger utilisé), l'un dans l'ultraviolet proche, l'autre dans le visible.

1. Spectre ultraviolet. — Pour le toluène, il comprend 5 bandes dont les maxima sont à 31 128 (I), 32 127 (II), 32 542 (III), 33 126 (IV) et 33 682 (V) cm^{-1}. La plus intense est la bande de fréquence la plus faible ; elle a environ 350 cm^{-1} de large ; sa position est déterminée avec une précision de $\pm$ 10 cm^{-1}. A ce spectre se superpose une absorption continue croissant vers l'ultraviolet (1).

En comparant les spectres obtenus dans des conditions d'excitation variées, nous n'avons pas observé de variation relative de l'intensité des bandes I, II, III et V, que l'on pourrait considérer, au moins provisoirement, comme dues à une seule particule non identifiée A. Au contraire, nous avons constaté, dans une telle comparaison, des variations importantes de l'intensité de la bande IV par rapport aux intensités des quatre autres bandes. L'intensité de cette bande, inférieure dans la plupart des expériences à celle des bandes II et III, la dépasse dans un cas ; pour les couches obtenues avec une excitation faible, cette bande, par contre, disparaît complètement. Nous devons donc la considérer comme due à une particule non identifiée B, différente de A. Il semble en outre que l'énergie requise pour la formation de B soit supérieure à celle requise pour la formation de A.

Pour l'éthylbenzène, on observe un spectre tout à fait analogue à celui du toluène : on trouve des

(1) Pour la mesure de ces fréquences nous avons utilisé, sur les enregistrements au microphotomètre, un procédé graphique qui tient compte de l'absorption de fond du spectre (Vacher (M.), *Techniques physiques de microanalyse biochimique*, Paris, 1949, p. 181). Les maxima des 2 bandes proches (II) et (III) (d'intensités pratiquement égales) ont été déterminés en assimilant ces bandes à deux courbes en cloche identiques ; pour obtenir, par superposition de ces deux courbes, une courbe totale superposable à la courbe expérimentale, on est amené à les placer à une distance égale aux 9/10 de leur largeur et à attribuer à cette largeur une valeur de 460 cm^{-1}.

bandes à 31 168 (I_e), 32 166 (II_e), 32 518 (III_e), 33 136 (IV_e) et 34 248 (V_e) cm^{-1}. Les quatre premières peuvent être identifiées aux bandes I, II, III, IV du toluène ; les différences observées peuvent être imputées à l'effet de solvant : dans notre technique, les fragments moléculaires sont en effet dissous dans un large excès de molécules non modifiées. Par ailleurs, on observe, en faisant varier les conditions d'excitation, que les bandes I_e, II_e, III_e et V_e ont des intensités relatives constantes, alors que celle de la bande IV_e varie comme dans le cas du toluène. Mais la bande V_e diffère radicalement de la bande V du toluène : leurs fréquences ($\Delta \nu = 566$ cm^{-1}) et leurs intensités sont franchement différentes. Nous sommes donc amenés à supposer que :

1) la particule A est responsable des bandes I, II et III du toluène et de l'éthylbenzène ;

2) la particule B est responsable de la bande IV de ces deux substances ;

3) les bandes V sont dues à 2 particules différentes, soit C_1 pour le toluène et C_2 pour l'éthylbenzène (la différence de polarité des deux liquides ne semble pas suffisante pour expliquer un effet de solvant de cet ordre).

La benzylamine donne une seule bande, d'ailleurs faible, à 30 989 cm^{-1}. On peut supposer que la particule A, dont il est question ci-dessus et dont la fréquence de la bande la plus intense ne se trouve qu'à 139 cm^{-1} de la fréquence ci-dessus, est également responsable de celle-ci ; l'effet de solvant de la molécule très polaire de la benzylamine peut, sans doute, expliquer le déplacement.

Si l'on admet que le radical benzyle est la particule la plus hautement probable dans le phénomène étudié, on doit admettre également qu'il s'identifie avec la particule A dont les trois substances étudiées donnent le spectre, quelles que soient les conditions d'excitation.

Ces bandes sont à rapprocher de celles observées par Porter pour ces mêmes substances, à la température de l'azote liquide, en solution dans le mélange E. P. A. (éther 5, isopentane 5, alcool éthylique 2). Il trouve pour le toluène trois bandes dont les maxima se situent à 31 368, 32 370 et 32 896 cm^{-1} (classées par intensités décroissantes), pour la benzylamine, trois bandes à 31 378, 32 479 et 32 853 cm^{-1} et enfin pour l'éthylbenzène deux bandes à 30 970 et 34 853 cm^{-1}. L'irrégularité de la grandeur et même du signe des décalages de ces résultats par rapport aux nôtres, est difficile à expliquer par un simple effet de solvant.

Nous avons cherché à mettre en évidence l'évolution au cours du temps des couches maintenues à basse température. Dans un intervalle de deux heures, nous n'avons pas constaté de modification des intensités relatives de l'ensemble des bandes. Il ne semble donc pas qu'il y ait recombinaison à basse température des particules condensées dans la couche.

Il ne nous a pas été possible, comme Porter l'a fait, d'observer le comportement des différentes bandes après réchauffement et nouveau refroidissement des produits de décharge. Nous avons seulement observé un changement d'aspect du dépôt au cours du réchauffement : la couche, brune à basse température, se décolore brusquement quelques instants avant la fusion. Les essais de refroidissement brusque du dépôt immédiatement après la disparition de la coloration n'ont pas permis, pour des raisons techniques, d'obtenir des spectres utilisables.

2. **Spectre visible.** — Les couches ont été préparées dans les mêmes conditions d'excitation et de dépôt que ci-dessus ; elles doivent cependant être environ 50 fois plus épaisses, l'absorption étant très peu intense. Le spectre comporte, pour le toluène, une série de bandes de maxima : 22 746, 22 434, 22 223, 22 000 (la plus intense), 21 697, 21 506, 21 232, 20 991, 20 759 et 20 494 cm^{-1} à $\pm$ 15 cm^{-1}. Pour l'éthylbenzène et la benzylamine, on observe seulement une bande à peine marquée dont le maximum, vers 21 985 cm^{-1}, coïncide, aux erreurs d'expériences près, avec celui de la bande la plus intense du toluène. Ce spectre se trouve dans la région du spectre « V » observé en émission avec la vapeur et dont les groupes de bandes intenses s'étendent de 22 330 à 22 160 cm^{-1} et de 21 500 à 21 100 cm^{-1}.

3. **Spectre de fluorescence.** — Nous avons aussi observé les spectres de fluorescence des dépôts ci-dessus maintenus à basse température, la fluorescence étant excitée par la radiation 3 650 Å du mercure, filtrée par un verre de Wood. Pour le toluène, on obtient 4 bandes larges à 21 500, 20 974 (la plus intense), 20 564 et 20 075 cm^{-1}. Les deux premières, dont la plus intense, coïncident aux erreurs de mesure près, avec des bandes du spectre d'absorption. Pour l'éthylbenzène et la benzylamine on observe seulement deux bandes à 21 524 et 20 989 cm^{-1} pour le premier et à 21 504 et 20 979 cm^{-1} pour la seconde. On observe donc deux bandes, communes aux trois spectres, et qui doivent être attribuées à la même particule.

4. **Conclusion.** — L'absorption et la fluorescence conduisent à attribuer à la même particule A les bandes I, II, III d'absorption ultraviolette, la bande 22 000 cm^{-1} du spectre visible, et les bandes 21 500 et 20 974 cm^{-1} de fluorescence, puisque la particule A se forme par excitation des trois substances étudiées. On constate, en outre, la formation d'une particule B par excitation du toluène et de l'éthylbenzène, d'une particule C_1 à

partir du toluène et d'une particule C_2 à partir de l'éthylbenzène.

Notre méthode ne peut conduire à une identification des particules qu'elle nous a permis de mettre en évidence. Cette identification pourrait être aisément obtenue avec un spectrographe de masse.

Manuscrit reçu le 28 juin 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Vacher (M.) et Lortie (Y.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1759-1761.
[2] Vacher (M.) et Lortie (Y.), Réunion internationale de spectroscopie moléculaire, Paris, 1953, p. 231-233.
[3] Schüler (H.), Woeldicke (A.) et Reinebeck (L.), *Z. Naturf.*, 1949, **4**, 124.
[4] Porter (G.) et Wright (F. J.), *Trans. Farad. Soc.*, 1955, **51**, 1469-1474.
[5] Norman (I.) et Porter (G.), *Proc. Roy. Soc. A*, 1955, **230**, 399-414.
[6] Bass (A.) et Broida (P.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1740-1747.
[7] Whittle (E.), Dows (D.) et Pimentel (G. C.), *J. Chem. Phys.*, 1954, **22**, 1943.

REVUE DES LIVRES

Angot (A.), **Compléments de Mathématiques** (1 vol., 17 × 24 cm, 836 pages. Éditions de la *Revue d'Optique*, Paris).

Troisième édition du livre maintenant classique et bien connu des physiciens, dont les premières éditions ont été analysées dans le *Journal de Physique* en 1950 et 1952. Celle-ci, que nous nous bornons à signaler, a été refondue dans de nombreuses parties, mais la modification principale a consisté à consacrer un chapitre entier, le dernier, chapitre X, aux questions concernant le calcul numérique. Quelques additions ont été faites au chapitre VII (polynomes de Tchebychef, compléments aux fonctions de Weber-Hermite et de Mathieu). Le système M. K. S. Georgi rationalisé est seul utilisé.

Barriol (J.), **Les moments dipolaires** (1 vol., 16 × 14 cm, 178 pages, 67 figures, Gauthier-Villars, éditeur, Paris).

Dans ce petit ouvrage l'auteur expose un certain nombre de phénomènes fondamentaux de la théorie des diélectriques. Ce livre se présente plus comme un guide que comme un traité complet et son but, qui a été pleinement atteint, est surtout d'éclaircir les notions de moment dipolaire et de polarisation liées à un nombre considérable de phénomènes physiques très différents.

Après deux chapitres consacrés aux molécules polaires et non polaires, la théorie de l'absorption et de la relaxation est traitée en détail. Les relations entre les moments dipolaires et la structure chimique font l'objet d'un chapitre. L'auteur fait ensuite une large place aux méthodes de mesures et réserve le dernier chapitre au cas des cristaux et de la ferro-électricité. Cinq annexes sur le champ d'un dipôle, le champ dans une cavité sphérique, l'énergie d'un diélectrique placé dans un champ, le taux de structure ionique de la molécule ClH et l'action d'un champ électrique sur un rotateur.

Une bibliographie contenant les ouvrages utilisés par l'auteur (50 livres et 150 articles ou thèses) complète le volume.

J. Lajzerowicz.

Tonnelat (Mme M.-A), **La théorie du champ unifié d'Einstein et quelques-uns de ses développements.** (1 vol., 16 × 25 cm X-156 pages, Gauthier-villars, Paris 1955, 2500 F.

La majeure partie de l'ouvrage est consacrée à l'étude mathématique des équations du champ : principes variationnels, résolution du système algébrique linéaire déterminant la connexion affine en fonction du tenseur métrique et de ses dérivées, détermination de la forme explicite des équations auxquelles satisfait le tenseur métrique, étude des solutions à symétrie sphérique. Les deux derniers chapitres traitent du contenu physique de la théorie. Sont étudiés les relations entre le champ et les sources, le tenseur impulsion-énergie, les équations du mouvement.

La lecture est facilitée par des préliminaires mathématiques et par des notes annexes détaillant certains calculs.

Une note traite des coordonnées isothermes.

J. Winogradzky

EXTENSION DE LA THÉORIE FONCTIONNELLE AUX CORPUSCULES DE SPIN 1/2

Par Florence AESCHLIMANN,
Institut Henri-Poincaré, Paris.

1. **Introduction.** — Dans deux mémoires antérieurs [1], [2], j'ai donné les premières bases d'une représentation fonctionnelle des corpuscules qui se raccorde avec la théorie de la double solution de M. Louis de Broglie [3]. J. L. Destouches a précisé et développé cette conception dans un livre récent [4]. Je me propose d'étendre cette conception d'une part au cas où les forces ne dérivent pas d'un potentiel (système non canonique) et d'autre part au cas d'un corpuscule de spin 1/2 : cas non relativiste de Pauli et cas relativiste du corpuscule de Dirac.

2. **Cas où les forces ne dérivent pas d'un potentiel.** — En théorie fonctionnelle non relativiste et sans spin, un corpuscule est représenté par une fonction complexe

$$u = f\, e^{ik\Phi} \qquad (k = -m/\hbar),$$

caractérisant l'*onde physique u*.

A cette fonction u on associe un fluide de la façon suivante : 1° sa densité ρ est définie par $\rho = f^2$; 2° le mouvement est irrotationnel et le potentiel des vitesses est Φ ; 3° dans une description réaliste ce fluide obéit aux équations classiques de l'hydrodynamique. Si la force **F** à laquelle le corpuscule est soumis dérive d'un potentiel, ces équations fournissent pour la fonction u une équation d'ondes qui se raccorde avec celle de M. Louis de Broglie de 1927 avec en plus des termes non linéaires. Cette théorie peut être étendue au cas où la force **F** ne dérive pas d'un potentiel en admettant pour la fonction u les équations de l'hydrodynamique classique soit

$$\text{grad}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\text{grad}\,\Phi)^2\right] = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\, p$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}\,[\rho\,\text{grad}\,\Phi] = \sigma$$

$$p = p(\rho)$$

F est une somme de deux termes : la force classique $\mathbf{F}_1$ et un terme non linéaire $\mathbf{F}_2(u, \nabla)$. La pression p est une certaine fonction de f^2, et σ est un terme non linéaire $\sigma(u, \nabla)$ dépendant comme $\mathbf{F}_2$ de u et de ses dérivées. C'est par $\mathbf{F}_2$, p, σ que s'introduit la non-linéarité. Avec ces hypothèses on peut traiter des cas de corpuscules soumis à des forces dépendant de la vitesse. Ceci n'a pas un intérêt seulement formel, car on peut traiter par cette méthode le cas de l'expérience de Millikan ou de celle de Maurice de Broglie. On obtiendra comme intégrales premières pour les mouvements limites les mêmes intégrales qu'en mécanique classique ou en mécanique ondulatoire prolongée [5]. On peut donc traiter le cas des systèmes non canoniques en théorie fonctionnelle des corpuscules.

3. **Extension au cas de la théorie de Pauli.** — D'après le principe général posé par J. L. Destouches [4], p. 24, à une équation $\mathcal{E}(\psi) = 0$ d'une mécanique ondulatoire usuelle, on fera correspondre une équation

$$\mathcal{E}(u) = Q\left(u, \nabla, \frac{\partial}{\partial t}\right) \tag{1}$$

comme équation de l'onde physique u représentant le corpuscule.

(Ce principe est plus faible que le principe de la double solution de M. Louis de Broglie car il ne relie que les équations et non les solutions ψ et u.) En théorie de Pauli [6] l'équation $\mathcal{E}(\psi)$ a la forme

$$\mathcal{H}\left(M, i\hbar\nabla, \overrightarrow{\mathbf{s}}\right)\psi = -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$$

où $\mathcal{H}$ est l'opérateur hamiltonien, $\mathbf{s}$ un vecteur ayant pour composantes les matrices de Pauli $\mathbf{s}_1$, $\mathbf{s}_2$, $\mathbf{s}_3$ qui figurent linéairement dans $\mathcal{H}$. Ceci symbolise un système de deux équations aux dérivées partielles en ψ_1 et ψ_2.

Pour une fonction u, nous aurons donc deux composantes u_1 et u_2 qui satisferont à une équation de la forme (1) qui symbolise les deux équations scalaires

$$\mathcal{H}\left(M, i\hbar\nabla, \overrightarrow{\mathbf{s}}\right)u_1 + i\hbar\frac{\partial u_1}{\partial t} = Q_1\left(u_1, u_2, \nabla, \frac{\partial}{\partial t}\right)$$

$$\mathcal{H}\left(M, i\hbar\nabla, \overrightarrow{\mathbf{s}}\right)u_2 + i\hbar\frac{\partial u_2}{\partial t} = Q_2\left(u_1, u_2, \nabla, \frac{\partial}{\partial t}\right).$$

On a alors deux termes non-linéaires Q_1 et Q_2 correspondant à chacune des équations.

En théorie sans spin, on a la relation

$$Q(u, \nabla) = u\left[Q_J(f, \varphi, \nabla) + \frac{i\hbar}{f^2}\sigma(f, \varphi, \nabla)\right]. \tag{2}$$

Ici deux attitudes sont possibles : 1° on n'impose aucune limitation aux termes Q_1 et Q_2 ; 2° on ajoute l'hypothèse supplémentaire que la formule précédente (2) demeure valable, c'est-à-dire que Q constitue un potentiel scalaire complexe.

Posons dans ce second cas

$$Q(u, \nabla) = u.\mathcal{N}(u, \nabla)$$

où $\mathcal{N}$ est complexe ; alors nous poserons

$$Q_J = \mathcal{R}\mathcal{N}, \qquad \sigma = \frac{|u|^2}{\hbar}\mathcal{I}\mathcal{N}.$$

où $\mathcal{R}\mathcal{N}$ signifie partie réelle de $\mathcal{N}$ et $\mathcal{I}\mathcal{N}$ partie imaginaire de $\mathcal{N}$, et l'on aura

$$Q_1(u_1, u_2, \nabla) = u_1.\mathcal{N}(u_1, u_2, \nabla)$$
$$Q_2(u_1, u_2, \nabla) = u_1.\mathcal{N}(u_1, u_2, \nabla).$$

Dans le premier cas où l'on ne fait pas l'hypothèse supplémentaire sur Q, alors on peut développer Q sur la base des matrices $\mathbf{s}_i$. On aura

$$Q(u_1, \nabla) = (\mathcal{N}_0.\mathbf{1} + \vec{\mathcal{N}}.\vec{\mathbf{s}}).u \tag{3}$$

où

$$\vec{\mathcal{N}}.\vec{\mathbf{s}} = \mathcal{N}_1.\mathbf{s}_1 + \mathcal{N}_2.\mathbf{s}_2 + \mathcal{N}_3.\mathbf{s}_3.$$

Cette fois Q apparaît comme constitué par un potentiel scalaire $\mathcal{N}_0$ et un vecteur $\vec{\mathcal{N}}$. A partir de ces formules, on calculera les termes Q_1 et Q_2 sans difficulté.

Les deux hypothèses sur Q peuvent être soutenues. Dans le cas 1°, $\mathcal{N}_0$ et $\vec{\mathcal{N}}$ demeurent pour le moment indéterminés ; $\vec{\mathcal{N}}$ traduit un terme de couplage entre un auto-champ magnétique et le moment magnétique propre de l'électron.

L'hypothèse du cas 2° revient à poser $\vec{\mathcal{N}} = 0$, c'est-à-dire que les termes non-linéaires s'interprètent uniquement comme potentiel scalaire et terme de source.

4. **Extension au cas d'un corpuscule de Dirac.** — D'après le même principe fondamental [4], p. 24, à l'équation de Dirac nous ferons correspondre pour l'onde physique u l'équation

$$\left[\mathbf{P}_4 + \sum_j \boldsymbol{\alpha}_j \mathbf{P}_j + \boldsymbol{\alpha}_4 m_0 c\right] u = Q(u, \nabla) \tag{4}$$

où

$$\mathbf{P}_j = i\hbar\frac{\partial}{\partial x_j} + \frac{e}{c}A_j$$

et

$$\mathbf{P}_4 = -i\hbar\frac{\partial}{\partial ct} + \frac{e}{c}V.$$

Comme dans le cas du corpuscule de Pauli, la théorie peut être développée de deux manières, soit en n'imposant aucune condition au terme non-linéaire Q, soit en posant que le terme Q dérive d'un quadrivecteur complexe. De là dérive une condition imposée à Q. Ces possibilités doivent être toutes deux examinées car on ne peut dire pour le moment laquelle des deux est adéquate à l'expérience.

5. **Cas où Q dérive d'un quadrivecteur.** — Dire que le terme Q dérive d'un quadrivecteur, c'est dire que nous pouvons mettre l'équation (4) sous la forme

$$\left[\mathcal{X}_4 + \sum_i \boldsymbol{\alpha}_i \mathcal{X}_i + \boldsymbol{\alpha}_4 m_0 c\right] u = 0 \tag{5}$$

où

$$\mathcal{X}_\beta = \mathbf{P}_\beta + \mathcal{N}_\beta.$$

Les $\mathbf{P}_\beta$ sont ceux définis juste après l'équation (4) et les $\mathcal{N}_\beta$ sont, en vertu de l'hypothèse faite, les composantes d'un quadrivecteur complexe contenant autopotentiel et source. (Ceci est la généralisation relativiste de l'autopotentiel scalaire complexe de la théorie non relativiste.)

Si le terme Q dérive d'un quadrivecteur, les équations (4) et (5) sont identiques. Identifions-les, ce qui nous donne, en remplaçant les $\mathcal{X}_\beta$ par leur expression et en supprimant les termes communs :

$$\left[\mathcal{N}_4 + \sum_j \boldsymbol{\alpha}_i \mathcal{N}_i\right] u = -Q(u, \nabla). \tag{6}$$

Si $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \mathcal{N}_3, \mathcal{N}_4$ sont connus, on en déduit immédiatement Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 qui sont alors fixés univoquement. Inversement (6) peut être considéré comme un système de 4 équations linéaires à 4 inconnues $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \mathcal{N}_3, \mathcal{N}_4$ qui permettrait de déterminer les $\mathcal{N}_\beta$ en fonction des Q_i si le déterminant du système était non nul, mais ce déterminant est nul parce que les ψ de l'équation de Dirac constituent un spineur.

Explicitons le système (6), il s'écrit

$$\begin{aligned}
(\mathcal{N}_1 + i\mathcal{N}_2)\, u_4 + \mathcal{N}_3 u_3 + \mathcal{N}_4 u_1 + Q_1 &= 0\\
(\mathcal{N}_1 - i\mathcal{N}_2)\, u_3 - \mathcal{N}_3 u_4 + \mathcal{N}_4 u_2 + Q_2 &= 0\\
(\mathcal{N}_1 + i\mathcal{N}_2)\, u_2 + \mathcal{N}_3 u_1 + \mathcal{N}_4 u_3 + Q_3 &= 0\\
(\mathcal{N}_1 - i\mathcal{N}_2)\, u_1 - \mathcal{N}_3 u_2 + \mathcal{N}_4 u_4 + Q_4 &= 0.
\end{aligned} \tag{7}$$

Dans ce système d'équations (7), les $\mathcal{N}_\beta$ sont les inconnues, les Q_i et les u_j sont considérés comme des coefficients donnés.

Le déterminant D de ce système s'écrit :

$$D = \begin{vmatrix} u_4 & iu_4 & u_3 & u_1 \\ u_3 & -iu_3 & -u_4 & u_2 \\ u_2 & iu_2 & u_1 & u_3 \\ u_1 & -iu_1 & -u_2 & u_4 \end{vmatrix}.$$

En le calculant on constate qu'il est nul. Donc si l'on donne Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 quelconques, il n'y a pas de solution. S'il existe une relation convenable entre les Q_i, il y aura une infinité de solutions pour les $\mathcal{N}_i$. (Ceci est en accord avec le fait qu'il y a toujours une certaine indétermination sur un potentiel.) Pour trouver cette relation, multiplions la première équation du système (7) par u_2, la seconde par u_1, la troisième par u_4, la quatrième par u_3 et

soustrayons la 3e de la 1re et la 4e de la 2e pour éliminer $\mathcal{N}_1$ et $\mathcal{N}_2$. Soustrayons ces deux équations l'une de l'autre pour éliminer $\mathcal{N}_3$ et $\mathcal{N}_4$, il reste une relation entre les Q_i :

$$u_2 Q_1 - u_1 Q_2 - u_4 Q_3 + u_3 Q_4 = 0. \qquad (8)$$

On remarquera que cette relation est autoduale : si l'on change u_i en Q_i et Q_j en u_j, la relation demeure inchangée car l'expression entière change de signe, donc demeure nulle. Les Q_i constituent un autre spineur. La condition (8) est nécessaire, elle est aussi suffisante. En effet, d'après le théorème de Rouché et Fontené s'il y a un déterminant non identiquement nul du 3e rang, nous obtiendrons les solutions $\mathcal{N}_\beta$ en fonction des Q_i. Or on vérifie aisément que les déterminants du 3e rang extraits de D sont non nuls. Il n'y a donc pas besoin d'autres relations entre les Q_i que la relation (8), d'où :

Théorème 1. — *La condition nécessaire et suffisante pour que les composantes Q_i du terme non-linéaire de l'équation* (4) *des ondes u d'un corpuscule de Dirac dérivent d'un quadrivecteur $\overrightarrow{\mathcal{N}}$ est qu'entre les Q_i on ait la relation* (8).

A partir de ce résultat, on peut construire une théorie fonctionnelle non-linéaire des corpuscules de Dirac en relativité restreinte d'une façon identique à celle faite par J. L. Destouches pour le cas non relativiste et sans spin [4]. On doit notamment distinguer des ondes monochromatiques, des ondes limites à phase linéaire, etc. On ne rencontre pas de difficultés dans ce développement. M. Bonjean a émis l'idée que les termes Q_i devaient dériver d'un quadrivecteur autopotentiel. Les résultats précédents montrent que cette idée est acceptable et permet un développement cohérent de la théorie. Dans ce cas on a la relation (8) entre les Q_i.

6. **Théorie sans condition sur les Q_i.** — Envisageons maintenant l'autre possibilité où l'on n'impose aucune condition aux Q_i. Dans ce cas, partons de l'équation fondamentale

$$\mathcal{E}(u) = Q(u, \nabla)$$

qui se décompose en quatre équations

$$\mathbf{L}u_1 = Q_1, \quad \mathbf{L}u_2 = Q_2, \quad \mathbf{L}u_3 = Q_3, \quad \mathbf{L}u_4 = Q_4$$

où $\mathbf{L}$ est un opérateur linéaire. On peut toujours poser

$$Q_i = \sum_i Q_{ij}(u, \nabla) \,.\, u_j \qquad (9)$$

ce qui définit une matrice $\mathbf{Q}$. On peut toujours poser

$$\mathbf{Q} = \sum_{ji} Q_{ij} \,.\, \mathbf{e}_{ij}$$

où les Q_{ij} sont les éléments de la matrice $\mathbf{Q}$ et les $\mathbf{e}_{ij}$ sont les matrices unités formant une base :

$$(\mathbf{e}_{ij})_{kl} = \delta_{ik} \,.\, \delta_{jl}.$$

Une autre base est formée par les seize matrices $\boldsymbol{\alpha}$ de Dirac, d'où cette seconde forme pour l'expression de la matrice $\mathbf{Q}$:

$$\mathbf{Q} = \sum_{k=1}^{16} Q_k^{(\alpha)} \,.\, \boldsymbol{\alpha}_k$$

alors

$$Q_i(u, \nabla) = \sum_{k=1}^{16} \mathcal{N}_k(u, \nabla) \,.\, \boldsymbol{\alpha}_k \,.\, u_i$$

si les $\mathcal{N}_i$ sont donnés, $\mathbf{Q}$ se trouve déterminé. Inversement pour tout $\mathbf{Q}$, il y a des développements de cette forme, mais les seize quantités $\mathcal{N}_i$ ne sont pas univoquement déterminées à partir des quatre expressions Q_j. On peut alors chercher diverses expressions où le nombre des $\mathcal{N}_i$ soit aussi réduit que possible tout en s'exprimant en fonction des Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 sans aucune condition sur les Q_i.

Les résultats du paragraphe précédent nous montrent qu'on ne peut pas réduire le développement aux termes $\boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \boldsymbol{\alpha}_3, \mathbf{1}$, sans qu'il y ait de relation entre les Q_i, et cette relation subsiste si on ajoute les termes $\boldsymbol{\alpha}_4$ et $\boldsymbol{\alpha}_5 = \boldsymbol{\alpha}_1 . \boldsymbol{\alpha}_2 . \boldsymbol{\alpha}_3 . \boldsymbol{\alpha}_4$. D'où ce résultat :

Théorème 2. — *Si le développement des $\mathbf{Q}$ sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$ ne comprend des termes non nuls que pour $\boldsymbol{\alpha}_4, \boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \boldsymbol{\alpha}_3, \mathbf{1}, \boldsymbol{\alpha}_5$ (dont les coefficients sont respectivement $\mathcal{N}_0, \mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \mathcal{N}_3, \mathcal{N}_4, \mathcal{N}_5$) alors la relation* (8) *a lieu entre les Q_i.*

Des indéterminations entre les $\mathcal{N}_i$ dans ce cas, il résulte que l'on a :

Théorème 3. — *Si le développement de $\mathbf{Q}$ sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$ comprend un quadrivecteur non nul $\overrightarrow{\mathcal{N}}$ dont les composantes sont les coefficients de $\boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \boldsymbol{\alpha}_3, \mathbf{1}$, alors on peut, sans imposer de condition nouvelle aux Q_i, annuler les termes en $\boldsymbol{\alpha}_4$ et $\boldsymbol{\alpha}_5$ (invariant et pseudo-invariant).*

Pour que la relation (8) n'ait pas lieu, il faut qu'il y ait d'autres termes non nuls que $\boldsymbol{\alpha}_4, \boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \boldsymbol{\alpha}_3, \mathbf{1}, \boldsymbol{\alpha}_5$ dans le développement de $\mathbf{Q}$ sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$, donc :

Théorème 4. — *S'il n'y a aucune relation entre les Q_i, le développement de $\mathbf{Q}$ sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$ comprend des termes de couplage tensoriel, soit couplages entre opérateurs $\boldsymbol{\alpha}$ de moment électrique propre et de moment magnétique propre avec un auto-champ électromagnétique $\mathcal{N}_{ij}$, soit couplage entre opérateurs $\boldsymbol{\alpha}$ de spin avec un auto-champ pseudo-vectoriel $\mathcal{N}_k$.*

7. **Réduction du développement de Q.** — Les théorèmes précédents expriment donc que s'il n'y a aucune relation entre Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, alors dans le développement de $\mathbf{Q}$ sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$ il y a des termes non nuls pour $i > 5$, et de plus s'il y a des termes $\mathcal{N}_i$ non nuls parmi $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \mathcal{N}_3, \mathcal{N}_4$, on peut poser $\mathcal{N}_0 = 0$ et $\mathcal{N}_5 = 0$. Donc *le dévelop-*

pement de **Q** *peut être réduit à 14 termes* ; il en comprend évidemment au moins quatre puisqu'il y a quatre expressions Q_i. *Il existe au moins un développement de quatre termes* (non invariant) *sans relation entre les* Q_i. Il suffit de prendre par exemple les 4 opérateurs diagonaux

$$\boldsymbol{\alpha}_4, \quad \mathbf{1}, \quad i\boldsymbol{\alpha}_1 \boldsymbol{\alpha}_2 \boldsymbol{\alpha}_4, \quad i\boldsymbol{\alpha}_1 \boldsymbol{\alpha}_2.$$

Si l'on effectue une transformation de Lorentz quelconque, alors ce développement se fait avec d'autres coefficients et les termes se groupent suivant leur variance. Il y a un terme de type $\boldsymbol{\alpha}_4$ (invariant), 4 termes de type **1** (quadrivecteur), 6 termes de type $i\boldsymbol{\alpha}_1\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_4$ (tenseur antisymétrique de 2e rang), 4 termes de type $i\boldsymbol{\alpha}_1\boldsymbol{\alpha}_2$ (pseudovecteur) ; on a ainsi un développement de forme invariante de 15 termes.

Mais on peut trouver d'autres bases de 4 matrices pour exprimer les Q_i qui ne donnent pas lieu à un développement aussi large. Prenons par exemple les matrices à coefficient 1, soit

$$\mathbf{A}_1 = \boldsymbol{\alpha}_1, \quad \mathbf{A}_2 = \mathbf{1}, \quad \mathbf{A}_3 = i\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_3, \quad \boldsymbol{\sigma}_4 = i\boldsymbol{\alpha}_1\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_3.$$

Comme $\boldsymbol{\alpha}_1$ et **1** appartiennent au groupement du quadrivecteur et $i\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_3$ et $i\boldsymbol{\alpha}_1\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_3$ au groupement du spin (pseudo-vecteur), *on peut représenter les* Q_i *d'une façon invariante sur une base de 8 éléments*, donc on peut écrire

$$\mathbf{Q} = \boldsymbol{\alpha}_1 \mathcal{N}_1 + \boldsymbol{\alpha}_2 \mathcal{N}_2 + \boldsymbol{\alpha}_3 \mathcal{N}_3 + \mathbf{1}\,.\mathcal{N}_4 + \boldsymbol{\sigma}_1 \mathcal{S}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2 \mathcal{S}_2 + \boldsymbol{\sigma}_3 \mathcal{S}_3 + \boldsymbol{\sigma}_4 \mathcal{S}_4.$$

Prenons un autre exemple de réduction à 4 éléments :

$$\mathbf{B}_1 = i\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_4, \qquad \mathbf{B}_2 = i\boldsymbol{\alpha}_1\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_4,$$
$$\mathbf{B}_3 = i\boldsymbol{\alpha}_2\boldsymbol{\alpha}_3\boldsymbol{\alpha}_4, \qquad \mathbf{B}_4 = i\boldsymbol{\alpha}_3\boldsymbol{\alpha}_4.$$

On vérifie que le déterminant du système correspondant n'est pas identiquement nul, donc on peut avoir un développement de **Q** sur une base de 4 termes appartenant au groupement tenseur antisymétrique du 2e rang. Ce développement n'est pas invariant et on obtiendra un développement invariant en prenant une base de 6 éléments formée par les éléments du groupement tenseur antisymétrique du 2e rang. Les termes non-linéaires dans ce cas expriment un couplage des moments électrique propre et magnétique propre avec un auto-champ électromagnétique. Mais s'il y a un auto-champ électromagnétique, il doit lui être associé un auto-potentiel quadrivectoriel, ce qui porterait à 10 le nombre des éléments de la base.

8. **Conclusions.** — Finalement il apparaît trois voies pour développer la théorie :

1° On pose que la relation fondamentale est celle exprimant les termes non-linéaires à partir d'un auto-potentiel. Alors les termes non-linéaires dérivent d'un auto-potentiel quadrivectoriel $\mathcal{N}_1$, $\mathcal{N}_2$, $\mathcal{N}_3$, $\mathcal{N}_4$ et on a la relation linéaire (8) entre les Q_i.

2° On pose que la notion fondamentale est celle de terme non-linéaire Q, et que l'on a 4 termes Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 indépendants. Dans ce cas ils doivent avoir une expression invariante si on les développe sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$. On peut envisager plusieurs développements : 1) développement sur les 6 termes de moment électrique et magnétique propre ; 2) développement sur les 8 termes quadrivecteur potentiel et pseudo vecteur spin ; 3) développement sur les 10 termes électromagnétiques : potentiels et moments ; 4) développement sur les 14 termes électromagnétiques et spin ; 5) à chacun de ces cas on peut ajouter le terme invariant ou le terme pseudo-invariant ou les deux. Un développement invariant peut donc comprendre 6, 8, 10, 14 termes auxquels on peut en ajouter un ou deux, donc de 6 à 16 termes, sauf 13.

3° On pose que la notion fondamentale est celle de quantités $\mathcal{N}_i$ de variance définie auto-produites par l'onde u et que les Q_i ne sont que des expressions dérivant des $\mathcal{N}_j$. Dans ce cas les Q_i sont des sommes de termes de la forme $\Sigma_j\, \mathcal{N}_j\, \boldsymbol{\alpha}_j\, u_k$. Ce cas est une généralisation du cas 1° et l'on peut avoir les divers développements envisagés au cas 2° selon les variances des termes $\mathcal{N}_i$ qui vont se présenter, de 6 à 16 termes, sauf 13.

Avant que la théorie ne soit développée davantage, on ne peut dire lequel de ces trois points de vue doit être adopté, ni (dans les cas 2° et 3°) quels sont les termes non nuls du développement de **Q** sur la base des $\boldsymbol{\alpha}$.

Manuscrit reçu le 22 mai 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Aeschlimann (F.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 600-604.
[2] Aeschlimann (F.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 752.
[3] De Broglie (Louis), *J. Physique Rad.*, 1927, sér. VI, **8**, 225-241 ; *La physique quantique restera-t-elle indéterministe ?* (Gauthier-Villars, Paris, 1953) ; *Une tentative d'interprétation causale de la mécanique ondulatoire* (Gauthier-Villars, 1956).
[4] Destouches (J. L.), *La quantification en théorie fonctionnelle des corpuscules* (Gauthier-Villars, Paris, 1956). Voir p. 24-25 et précédentes, p. 27-42 et p. 59-68.
[5] Aeschlimann (F.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **236**, 354-355 et 1140-1142.
[6] Pauli (W.), *Z. Physik*, 1927, **43**, 601.

EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

POLARIMÉTRIE DANS L'INFRA-ROUGE

Par R. DUVERNEY et Mlle A. M. VERGNOUX,
Faculté des Sciences de Montpellier.
Laboratoire de Physique

Introduction. — L'importance des renseignements apportés sur la structure des cristaux par les études en rayonnement infra-rouge polarisé permet d'attirer l'attention sur les méthodes polarimétriques utilisées dans ce domaine spectral.

Celles-ci ne diffèrent pas, bien entendu, dans leur principe, des méthodes employées pour le visible mais se présentent comme assez fortement modifiées dans la pratique, soit par le choix et la construction des polariseurs, soit par les particularités des montages.

En fait, depuis le très proche infrarouge (0,7 μ à 2,5 μ) où les polariseurs utilisés peuvent être ceux du visible, jusqu'à l'infrarouge lointain (quelques centaines de microns) où la polarisation par fentes et fils rejoint celle qui est obtenue pour les microondes par les fils et les guides d'onde, on utilise une gamme de polariseurs adaptés à chaque région spectrale.

Nous adopterons dans cette mise au point bibliographique le plan suivant :

Après une étude historique rapide du problème et de l'évolution des méthodes ainsi que des diverses applications (I), nous passerons en revue de façon détaillée les différents polariseurs, classés suivant le principe de leur construction, et comparerons leurs performances (II), puis nous étudierons la réalisation des principaux montages polarimétriques en discutant leur précision et leurs possibilités, souvent fort inégales (III). Cette étude conduira enfin à indiquer les principales applications réalisées à l'heure actuelle (IV).

La bibliographie rassemblée sur les trois premiers paragraphes est, croyons-nous, assez complète (1). Celle du 4e paragraphe ne comporte volontairement qu'une liste limitée d'articles donnés à titre indicatif et choisis parmi les très nombreux travaux de ces dernières années. En ce qui concerne la bibliographie relative à l'étude du dichroïsme des cristaux dans l'infrarouge par exemple, on consultera la mise au point bibliographique de Mathieu [59].

I. Historique.

Les plus anciennes mesures de polarisation dans l'infrarouge semblent devoir être attribuées à Bérard [7] qui, vers 1810 à Montpellier, explorant le spectre solaire à l'aide d'un thermomètre sensible, à la limite et au delà du spectre visible, montra que « la chaleur était capable de subir la double réfraction et la polarisation ».

Ces expériences, contestées quelques années plus tard, furent reprises et poussées fort loin par Melloni [60] vers 1835-1837. Il analysa le phénomène par d'ingénieuses expériences grâce à sa pile thermoélectrique et établit définitivement dans son « Mémoire sur la polarisation de la chaleur » l'analogie parfaite avec le rayonnement lumineux. Le « banc de Melloni » comporte polariseurs et analyseurs à piles de lamelles de mica, inclinées sous l'incidence brewstérienne, aussi perfectionnés dans leur construction que les polariseurs modernes.

Forbes [33] utilise également la tourmaline, et, dès 1850, un remarquable mémoire de De la Provostaye et Desains [71] montre que l'on peut vérifier avec précision les calculs sur les piles de glaces basés sur la théorie de Fresnel.

Vers cette époque déjà, ces auteurs ont réalisé diverses applications de ces propriétés, en particulier à la polarisation rotatoire du quartz, de l'essence de térébenthine, (Biot et Melloni [9], De la Provostaye et Desains [72]). Ces derniers auteurs utilisaient déjà un « analyseur à pénombre ». Ils proposaient d'utiliser la dispersion rotatoire de certaines substances pour mesurer la longueur d'onde des rayons calorifiques en appliquant la loi de Biot.

Ce n'est que vers 1890 qu'on trouve ensuite l'application de la polarimétrie dans le proche infrarouge à divers problèmes : dichroïsme des cristaux, Merritt [61], Kœnigsberger [49], polarisation rotatoire, Carvallo [12], Dongier [24], Hussel [41]. Ces auteurs utilisent généralement des polariseurs employés dans le visible.

Vers cette époque également et jusqu'en 1911, Du Bois, Rubens [28] et Nichols [75] en commençant à explorer un très vaste domaine (du visible à 316 microns) montrent que l'on peut obtenir une polarisation par des fentes ou des réseaux de fils. Ils réalisent ainsi une jonction entre les expériences de Fizeau, d'une part, et celles de Hertz d'autre part.

En 1906, Pfund [68] préconise comme polariseurs les miroirs de sélénium sous incidence brewstérienne et cette méthode est largement utilisée par la suite par divers auteurs pour d'intéressantes applications. Freedericksz et Försterling [34] analysent la lumière elliptique obtenue par réflexion sur les métaux et en déduisent les constantes optiques par les calculs de Drude [26].

A partir de 1909 Nyswander [65] puis Schaefer et ses élèves étudient systématiquement les spectres de réflexion des cristaux en infrarouge polarisé [76], [77] et indiquent la position des rayons restants corres-

(1) Pour la bibliographie avant 1930 voir aussi Lecomt [52].

pondant aux diverses vibrations principales de ces cristaux.

Czerny étudie en 1924 la polarisation par émission de fils métalliques [23].

Les travaux intéressants ne reprennent guère ensuite qu'après 1945 avec l'utilisation du très ingénieux polariseur par transmission à films minces de sélénium (Elliot, Ambrose, et Temple [29]) ou des piles de lames de chlorure d'argent. A cette époque, les appareils de spectroscopie I. R. vont devenir beaucoup plus commodes et précis grâce à la sensibilité des récepteurs et à la modulation du rayonnement. Paradoxalement, ce perfectionnement s'accompagne d'une régression dans la qualité des montages polarimétriques, due à l'adaptation difficile de ces montages sur les appareils très spécialisés livrés par l'industrie, ceux-ci ne permettant guère qu'une mesure plus ou moins correcte de la transmission en lumière polarisée.

Divers auteurs cependant se préoccupent des conditions plus rigoureuses de mesures, soit par des corrections (Simon) [80] apportées aux mesures brutes, soit, ces dernières années, par la recherche des montages corrects (Conn et Eaton) [17] que doivent permettre d'obtenir les récepteurs modernes.

Signalons en particulier parmi les intéressantes applications l'absorption des cristaux organiques étudiée par Sutherland et de nombreux autres auteurs [82].

II. Les polariseurs infrarouges.

1. **Définitions générales.** — Nous allons reprendre rapidement quelques notions générales, indispensables pour préciser les montages polarimétriques utilisés en I. R.

A. Lumière partiellement polarisée. — Elle est caractérisée par deux plans de symétrie orthogonaux. On sait que, par rapport aux axes $Ox\ Oy$, intersections du plan d'onde avec les plans de symétrie, le vecteur lumineux a des composantes Ex et Ey incohérentes.

L'intensité lumineuse I peut être considérée comme la somme de deux intensités I_π et I_σ correspondant aux deux composantes E_x et E_y suivant les relations de définitions :

$$I = \overline{E_x}^2 + \overline{E_y}^2 \qquad I_\pi = \overline{E_x}^2 \qquad I_\sigma = \overline{E_y}^2$$

les barres indiquant des valeurs moyennes dans le temps.

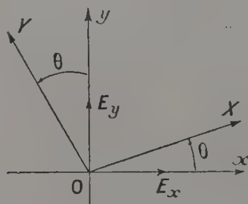


Fig. 1.

Taux de polarisation. — On définit le taux de polarisation de la lumière partiellement polarisée [5], [20] par la relation :

$P = \dfrac{I_\pi - I_\sigma}{I_\pi + I_\sigma}$, P est un nombre compris entre zéro et un, $P = 0$ correspond à de la lumière naturelle, $P = 1$ à de la lumière polarisée rectilignement.

Pour des axes OX, OY faisant avec les précédents l'angle θ, les intensités projetées correspondantes sont :

$$I'_\pi = I_\pi \cos^2 \theta + I_\sigma \sin^2 \theta$$
$$I'_\sigma = I_\pi \sin^2 \theta + I_\sigma \cos^2 \theta.$$

En particulier, ces deux composantes sont égales quel que soit le taux de polarisation de la lumière, pour des axes qui font avec ces plans de polarisation maximum un angle de 45°.

B. Éléments polarisants. — Avec Clark Jones [15] nous définirons l'élément polarisant par ses lignes neutres Ox ; Oy et les transmittances correspondantes T_1 et T_2 ; cela suffit pour représenter les éléments polarisants qui n'introduisent pas de déphasage entre les composantes Ex et Ey. Dans un cas plus général on utilisera la matrice « **M** » de Clark Jones qui correspond à l'élément polarisant.

Par définition de T_1 et T_2, la lumière de composantes I_π et I_σ suivant les lignes neutres $Ox\ Oy$ de l'élément polarisant a pour composantes suivant les mêmes axes à la sortie de l'appareil :

$$I'_\pi = T_1 I_\pi ; \qquad I' = T_2 I_\sigma.$$

Action de l'élément polarisant sur de la lumière naturelle :

Si $I_\pi = I_\sigma = 1/2\ I_0$, à la sortie, la lumière est partiellement polarisée suivant les axes $Ox\ Oy$ avec un taux de polarisation $P = \dfrac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}$.

Nous réserverons le nom de « *Transmission T* » de l'élément polarisant au rapport entre l'intensité de la composante la plus forte dans la lumière transmise à l'intensité de la lumière incidente naturelle.

$$T = \frac{1}{2} T_1 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{2} T_2 \quad \text{suivant le cas.}$$

C. Polariseurs. — Un polariseur rectiligne est un élément polarisant qui élimine l'une des composantes de la lumière incidente : par exemple T_2 est très petit devant T_1 ; la lumière transmise est pratiquement rectiligne suivant Ox.

D'après la définition précédente, la *transmission* est de 50 % au maximum.

Les *limites spectrales* sont les deux longueurs d'onde dans l'intervalle desquelles l'appareil peut être utilisé. Elles sont définies soit par une transmission nulle ou très faible, soit par un taux de polarisation mauvais.

Précision des pointés : Elle dépend en grande partie du taux de polarisation du polariseur.

Champ transversal : C'est la section en cm² du faisceau cylindrique utilisable.

Champ angulaire : C'est la convergence maximum des faisceaux incidents compatible avec le taux de polarisation recherché dans les conditions de l'emploi.

Déplacements géométriques : Le polariseur déplace en général le trajet initial de la lumière, déplacement latéral, déplacement des images, etc... Le polariseur sera d'autant plus commode à utiliser que ces déplacements seront plus petits.

Encombrement, robustesse, commodité : Les trajets

lumineux doivent être les plus courts possibles. Les dimensions du polariseur sont donc importantes puisqu'il vient augmenter la longueur du montage. Enfin le polariseur doit être robuste et facile à manipuler.

2. **Polariseurs.** — A. Polariseurs a double réfraction. — Dans le très proche infrarouge, jusqu'à 2,5 μ, il est fort commode d'utiliser les polariseurs à cristaux biréfringents construits pour le visible, du type nicol. Les indices du spath ou du quartz variant relativement peu dans ce domaine spectral, leurs performances ne diffèrent guère de celles qui sont indiquées pour le visible (*Traité de polarimétrie* de G. Bruhat [11]), jusqu'à la région où commence l'absorption tout au moins.

Les nicols présentent l'avantage d'un grand champ angulaire (> 25°) joint à un très bon taux de polarisation, mais la transmission n'est pas excellente, compte tenu d'une légère absorption et de réflexions obliques sur les faces d'entrée et de sortie ; les nicols à grand champ transversal sont en fait longs et encombrants ; ils absorbent considérablement dès 2,3 μ. En outre, un déplacement latéral du faisceau est à envisager dans les montages. Les pointés ne dépassent guère une précision de l'ordre de 20′ et, compte tenu de la grande variation de longueur d'onde, ne peuvent être améliorés par les dispositifs de pénombre à lame demi-onde.

Les foucaults semblent nettement préférables aux nicols du point de vue de l'encombrement et de la transmission. Ils peuvent être utilisés jusque vers 2,5 μ, avec un champ angulaire plus faible toutefois. De tels polariseurs ont été efficacement utilisés pour l'étude du dichroïsme de cristaux par Louisfert [55].

Leur emploi se justifie quand les pointés n'exigent pas une précision supérieure à 10 ou 20′ ; c'est le cas par exemple des spectres cannelés de biréfringence lorsque la précision des pointés des franges noires dépend non du polariseur ou du spectromètre mais du plan-parallélisme de la lame étudiée, parfois fort difficile à réaliser (Vergnoux et Vierne [88]).

Les polariseurs à champ normal (glan, glazebrook), plus avantageux pour la précision des pointés, n'ont pas été utilisés dans l'I. R., à notre connaissance, mais on s'est servi de polariseurs à double image (Ingersoll) [43]. Les rochons sont particulièrement avantageux, car l'un des faisceaux n'est pas déplacé.

Il ne semble pas qu'il y ait lieu, d'ailleurs, de chercher, comme le fit autrefois Oulianine [66], à construire des polariseurs de ce type spécialement adaptés à l'I. R., car l'utilisation des cristaux biréfringents reste limitée par leur absorption au delà de 3 μ en général.

B. Polariseurs a cristaux dichroïques. — Melloni [60] avait fort bien interprété la variation de dichroïsme avec la région spectrale que présentent les cristaux de tourmaline déjà utilisés par Forbes [33]. Ils ne peuvent être utilisés à l'heure actuelle comme polariseurs dans l'infrarouge.

Par contre, on a cherché à étendre à ce domaine la fabrication des polaroïds, formés de petits cristaux dichroïques tous orientés dans le même sens. Ceux du type XRX de la Polaroïd C° pour le visible, cessent leurs fonctions vers 0,9 μ où ils deviennent fort transparents et peuvent ainsi servir de filtres. Makas [57] propose des polaroïds du type H_D utilisables jusqu'à 1,2 μ constitués par des polyiodines en chaînes linéaires orientées sur des films d'alcools polyvinyliques.

Enfin, Blake, Makas et West [10] par chauffage convenable de ces polariseurs obtiennent des substances dichroïques transparentes jusque vers 2,7 μ. Leur transmission varie de 20 à 38 % suivant la densité superficielle de la substance dichroïque ; leur taux de polarisation qui varie en sens inverse est très voisin de 100 % pour les faibles transmissions, moins bon pour les plus fortes ; ils présentent parfois une petite lacune vers 1 μ (type H_R). Les champs, transversal et angulaire, sont grands, l'encombrement très faible ; leur emploi est à recommander dans les régions de sensibilité de la cellule au sulfure de plomb pour étudier en particulier le dichroïsme des bandes harmoniques.

Enfin, les nombreuses études faites sur le dichroïsme naturel des substances à longues chaînes (nylon...) peuvent laisser espérer l'utilisation de certaines d'entre elles comme polariseurs dans des régions spectrales déterminées.

C. Polariseurs par réflexion. — a) *Le principe* de ces polariseurs est connu : le pouvoir réflecteur sur un diélectrique est :

$$R_\sigma = \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)} \quad \text{pour la composante } \sigma$$

(perpendiculaire au plan d'incidence)

$$R_\pi = \frac{\operatorname{tg}^2(i - r)}{\operatorname{tg}^2(i + r)} \quad \text{pour la composante } \pi$$

(parallèle au plan d'incidence).

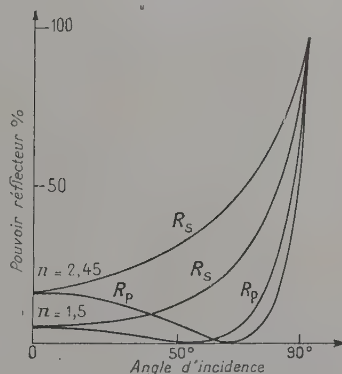


Fig. 2.

La figure ci-contre est la représentation graphique de la variation de ces pouvoirs réflecteurs en fonction de l'incidence, d'après Conn et Eaton [20] dans le cas du sélénium : pour $i = 68° 1/2$, la composante π a un pouvoir réflecteur nul, la lumière réfléchie est rectiligne suivant Oy perpendiculairement au plan d'incidence.

Pour une valeur différente de l'incidence, la composante π se réfléchit également et la polarisation n'est que partielle : le pouvoir réflecteur de cette compo-

sante au voisinage de l'angle de Brewster est d'ailleurs sensiblement proportionnel au carré de l'indice pour les valeurs élevées de celui-ci.

b) *Transmittances du polariseur.* — Elles sont $T_1 = R_\pi$ et $T_2 = R_\sigma$.

A l'incidence brewstérienne $T_1 = 0$ et

$$T_2 = \left[\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right]^2.$$

Pour le sélénium, $n = 2{,}54$ ce dernier coefficient T_2 est de 55 %, ce qui fait une transmission de 27 % seulement environ. Elle est encore plus faible en réalité : Pfund [69] mesure 18 % avec un polariseur à deux miroirs.

c) *Taux de polarisation.* — Il est théoriquement égal à 1. Hochard [39] trouve 0,98, Barchewitz et Henry [5] 0,997.

La principale cause de dépolarisation provient de la lumière réfléchie sur le support des miroirs. Il faut ajouter à cela la difficulté du réglage de l'incidence des faisceaux et la diffusion à la surface.

d) *Champ angulaire.* — Il dépend du taux de polarisation nécessaire. Il est déterminé par les valeurs du pouvoir réflecteur de la composante π au voisinage de l'incidence brewstérienne ; pour une variation de l'ordre de 5° de l'incidence, le taux baisse de 1 à 0,98 environ. Le champ angulaire est d'autant plus petit que l'indice est plus grand.

e) *Le champ transversal* diminue avec l'inclinaison du miroir, Barchewitz [5] donne 5 cm² comme ordre de grandeur.

f) *Encombrement, commodité.* — Le polariseur à réflexion a le gros inconvénient de dévier de sa direction primitive le rayon incident ; il faut donc rattraper le rayon réfléchi par un jeu de trois miroirs (du genre dispositif de Pfund [68]).

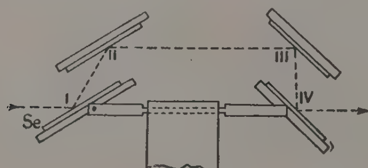


Fig. 3.

L'encombrement est important, les réglages longs et difficiles [39]. Le polariseur à réflexion est délicat à utiliser, surtout lorsqu'il est mobile.

g) *Domaine spectral.* — Il va de 1 à 40 µ ; dans tout cet intervalle, la polarisation est bonne [5] mais il faut insister sur la faible transmission.

h) *Fabrication.* — Le procédé ancien indiqué par Czerny [22] et Hochard [39] consiste à fondre le sélénium sur une lame de verre plane ; par refroidissement, on obtient un miroir à éclat métallique présentant un beau poli.

Par évaporation sous vide [5], on réalise de grands miroirs ayant un champ transversal de plusieurs cm². Une épaisseur d'au moins 30 µ est nécessaire pour viter les phénomènes d'interférence.

i) *Autres polariseurs par réflexion.* — Le tellure a été proposé pour remplacer le sélénium [20]. Son indice est de 5 au delà de 7 µ, ce qui correspond à une transmission par réflexion de 42,5 % pour une inclinaison de 78° environ.

Signalons d'autre part les travaux théoriques de Schöpper [79] qui laissent prévoir la construction de polariseurs I. R. par réflexion sur des matériaux absorbants en couches minces. Abelès [1], Cotton et Rouard [21] ont également traité de la question de polarisation par réflexions multiples sur des couches minces.

D. Polariseurs par transmission. — a) *Généralités.* — La lumière réfractée à travers le diélectrique est partiellement polarisée. La théorie des polariseurs « à pile de glaces » a été faite par La Provostaye et Desains [71], et par Tuckermann [86], dans le cas où il y a absorption. Conn et Eaton [20] étudient le cas particulier des lames minces de sélénium.

Nous rappellerons les résultats des premiers de ces auteurs : la transmission de m lames transparentes à faces planes limitées par des dioptres de pouvoir réflecteur R est

$$T = \frac{1 - R}{1 + (2m - 1) R}.$$

Les pouvoirs réflecteurs n'étant pas les mêmes pour les composantes π et σ, les m lames se comportent comme un élément polarisant dont les transmittances sont :

$$T_1 = \frac{1 - R_\pi}{1 + (2m - 1) R_\pi} \qquad T_2 = \frac{1 - R_\sigma}{1 + (2m - 1) R_\sigma}.$$

Le taux de polarisation est :

$$P = \frac{m(R_\sigma - R_\pi)}{m(R_\pi + R_\sigma - 2R_\pi R_\sigma) + (1 - R_\pi)(1 - R_\sigma)}$$

sa valeur maximum atteinte pour m très grand, est :

$P_m = \dfrac{R_\sigma - R_\pi}{R_\pi + R_\sigma - 2R_\pi R_\sigma}$; dans ce cas à l'incidence brewstérienne $R_\pi = 0$ et P_m est égal à 1. *La transmission est aussi maximum* et égale à 50 % dans la mesure où les lames sont véritablement transparentes. Il y a intérêt dans tous les cas à se placer au voisinage de l'angle de Brewster : Dans ce cas, le taux pour m lames est donné par la forme de De la Provostaye :

$$P = \frac{m}{m + \left(\dfrac{2n}{n^2 - 1}\right)^2}$$

il augmente évidemment avec le nombre de lames, et, ce qui est important, avec l'indice.

Le champ angulaire est du même ordre de grandeur que celui des polariseurs par réflexion ou légèrement supérieur (il faut alors faire intervenir un peu d'absorption dans les lames). Le champ transversal est sensiblement le même que dans le polariseur précédent.

b) *Polariseurs à lames épaisses de chlorure d'argent.* — La formule de De la Provostaye et Desains donne pour $n = 2$, indice du chlorure d'argent dans l'I. R., un taux de 0,77 pour six lames inclinées à 63°26'. Les taux mesurés sont meilleurs : 0,96 ([56], 0,78 sous l'incidence de 60° et 0,92 sous l'incidence de 70° [64].

La transmission serait de 39 % seulement vers 2 μ et augmente avec la longueur d'onde, alors que d'après les résultats de Plyler [70], elle devrait être constamment de 50 %. Il y a donc diffusion à la surface de la lame ; la structure plus ou moins cristalline intervient aussi (Krémers) [50]. Les procédés d'obtentention des lames par laminage (Fugassi et McKenney) [35] ou par pression (Tetlow) [83], donnent des échantillons de faible transmission.

Le déplacement latéral du faisceau est de 0,17 mm environ pour une lame de 1/4 mm d'épaisseur. Makas [56] indique un ingénieux dispositif permettant de l'éliminer.

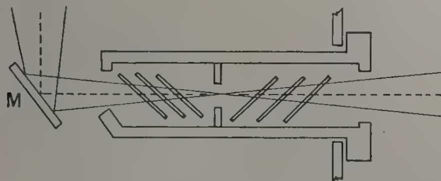


Fig. 4.

L'encombrement est de 5 cm en longueur pour un champ transversal de 2 cm × 0,6 cm assez faible.

Le polariseur à chlorure d'argent est encombrant si l'on veut disposer d'un champ transversal plus grand et opérer en lumière parallèle.

Il craint la lumière ultra-violette et doit être tenu à l'abri de la lumière du jour ou tout au moins de son action prolongée.

c) *Polariseurs à lames minces de sélénium.* — C'est à Elliott, Ambrose et Temple [29] que revient le mérite d'avoir mis au point la fabrication de ces polariseurs constitués par une pile de lames de sélénium amorphe, chacune d'une épaisseur de l'ordre de 3 ou 4 μ.

Ces lames sont obtenues par évaporation sous vide du sélénium sur un support en nitrate de cellulose que l'on dissout ensuite dans l'acétone.

En règle générale, les performances de ces polariseurs sont excellentes : transmission supérieure à 47 % pour six lames, taux supérieur à 0,98. *Le taux mesuré est d'ailleurs nettement plus grand.*

Conn et Eaton [20] montrent et expliquent pourquoi on mesure un taux de 0,998 pour huit films, nettement plus élevé que le taux de 0,89 théorique. Ils négligent l'absorption dans le sélénium, ne tiennent pas compte des interférences dans chaque lame, phénomène qui est pourtant visible dans la courbe de transmission d'une seule lame de 4 μ que donne Elliott [29]. Il est vrai que cet effet s'élimine en moyenne quand il y a plusieurs lames. Tous les auteurs sont d'accord pour trouver un taux de polarisation voisin de 1. Il apparaît toutefois des différences dans les *mesures de transmission* : Barchewitz trouve 45 % environ pour six lames [6], Hodgson [40] en particulier trouve une transmission seulement de 35 %. Or, d'après les mesures directes d'absorption du sélénium par Gebbie et ses collaborateurs [36] on devrait avoir une transmission très voisine de la valeur maximum théorique de 50 %.

Dowd [25] signale l'existence de formes cristallisées de sélénium beaucoup moins transparentes que le sélénium amorphe. Keck [47] précise les différentes structures que l'on obtient par évaporation sous vide, la forme amorphe correspondrait à une température de support moindre que 50° et à une vitesse d'évaporation d'au moins 1 μ par minute.

Quant au vide nécessaire, Barchewitz opère à 10^{-4} mm de Hg, Elliott « sous un vide élevé ». Il est possible que ce paramètre intervienne aussi dans la plus ou moins grande transmission des polariseurs. Une légère absorption, cependant, n'est pas désagréable, dans le mesure où, suivant la remarque de Stokes [81], elle diminue la proportion de la composante σ dans la lumière transmise et *améliore donc le taux de polarisation* : Ambrose trouve une bonne polarisation déjà avec trois lames de sélénium seulement [3], ce qui pourrait s'expliquer par cette légère absorption. Le polariseur à lames minces de sélénium est actuellement celui qui correspond le mieux aux besoins de la polarisation dans l'infrarouge ; il est utilisable de 1 à 37 μ [5], le *déplacement du faisceau* est de 14 μ seulement pour six lames [20], le champ transversal de 1,8 cm × 1,8 cm [5], *le champ angulaire* de l'ordre de 5° [29], l'encombrement assez réduit.

Son seul défaut est sa *fragilité*. On peut y remédier en gardant le support très mince (1 000 Å) [5]. Malgré tout, ce polariseur ne se trouve pas dans le commerce actuellement.

d) *Autres polariseurs par transmission.* — D'autres substances ont été envisagées pour la construction de polariseurs par transmission : couches alternées de fluorure de sodium et d'iodure de thallium [29]. Le bromo-iodure de thallium [29] donne une polarisation plus forte que celle du chlorure d'argent de 1 à 15 μ et a l'avantage d'être transparent jusque vers 40 μ, mais présente des inconvénients majeurs qui semblent l'avoir fait complètement abandonner.

E. Polariseurs a fils et a fentes. — Quelques auteurs ont étudié dans l'I. R. l'état de polarisation produit par des fentes ou des réseaux de fils faisant ainsi la jonction entre les résultats de Fizeau [32] dans le visible et ceux de la polarisation « hertzienne ».

Du Bois et Rubens [28] ont effectivement utilisé des réseaux de fils fins comme polariseurs, au delà de 50 μ en particulier ; les diverses études sur ce sujet ont de toute façon montré l'importance dans les montages des réseaux et des fentes en tant qu'éléments polarisants.

Fizeau [32] avait montré qu'une fente fine tracée dans l'argenture d'un verre polarise partiellement la lumière (vecteur électrique parallèle à la fente prédominant) pourvu que sa largeur dépasse λ, et qu'une polarisation inverse (vecteur électrique perpendiculaire à la fente prédominant, polarisation dite « hertzienne », se produit si elle est inférieure à λ.

Les travaux de Du Bois et Rubens [27], [28], Rubens et Nichols [75] se rapportent à des réseaux de fils métalliques fins de natures et d'interstices variés ; la polarisation partielle qu'ils produisent, traduite par le « rapport de transparence » $\eta^2 = I_{//}/I_{\perp}$ est obtenue en polarisant successivement le vecteur électrique parallèlement et perpendiculairement aux fils. Utilisant des rayons restants dans un très large domaine spectral (jusqu'à 314 μ), ils montrent que dans tous les cas lorsque λ croît, pour un réseau donné, η^2 reste d'abord voisin de 1 en passant par un maximum supérieur à 1,

puis devient inférieur à 1 et tend vers 0 lorsque λ devient très grand (la polarisation hertzienne est alors totale).

Nous donnons ici un exemple des résultats expérimentaux de Du Bois et Rubens [28] relatifs à un réseau de fils de platine de constante $a = 2d = 25$ μ (le diamètre des fils est égal à la largeur b des « vides »). On peut d'ailleurs faire varier la largeur utile b' en inclinant le plan du réseau d'un angle β sur sa direction primitive normale au faisceau incident ; les intensités mesurées sont celles du rayonnement direct, les intensités diffractées ne sont pas prises en considération, soit parce qu'elles sont trop faibles, soit parce que les spectres de diffraction sont imaginaires.

TABLEAU I

	Réseau	Pt 1
	β	0°
	b'	25,0
	λ	η^2
	—	—
(F)	0.49 μ	1.036
	1.00	1.06
	1.50	1.03
	2.00	0.99
	2.50	0.97
	3.00	0.94
	4.50	0.80
	24 μ	0.68
	52	0.37
	100	0.03
	108	0.01
c. a.	314	0.00

C'est donc, on le voit, essentiellement le rapport b'/λ qui détermine le taux de polarisation de ce polariseur ; il est supérieur à 98 % dès que b'/λ est inférieur à 1/5 et le polariseur devient alors parfaitement « rentable » ; ces auteurs remarquent que le réseau passe progressivement de la fonction « diffracteur » à la fonction « polariseur » quand λ croît et l'utilisent avec efficacité au delà de 50 μ où il serait, même du point de vue de la transmission, supérieur à une pile de lames de quartz inclinées à 65° sur faisceau. A notre connaissance, il n'existe pas d'étude systématique dans l'I. R. de l'effet polarisant des réseaux par réflexion utilisés à l'heure actuelle. C'est seulement à partir de 1947 que de telles études sont reprises, tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique, par Thyssen [84] et Jones et Richards [46] dans le visible et le proche I. R. sur des fentes de largeur variable.

L'originalité de ces travaux est d'envisager aussi l'effet de la profondeur de la fente. Ces auteurs exposent les résultats suivants (nous gardons les notations du paragraphe précédent).

1) Si la fente est très peu profonde, l'effet de polarisation est peu marqué, conformément aux résultats de Rubens, lorsque b est plus grand que $\lambda/2$; il devient au contraire fort important (vecteur E perpendiculaire à la fente transmis) lorsque b est inférieur à $\lambda/2$.

2) Si la fente est profonde (par exemple 20 ou 50 fois la largeur) il n'y a pas de lumière transmise lorsque b est inférieur à $\lambda/2$; si b est supérieur à $\lambda/2$, on observe que la fente transmet mieux au contraire le vecteur électrique E parallèle à la fente ; dans un certain intervalle du rapport b/λ, la fente produira donc un effet polarisant très net, en sens inverse de la « polarisation hertzienne ». Dans la pratique spectrométrique, si la valeur du rapport b/λ est élevée, l'effet polarisant des fentes d'entrée et de sortie restera faible car il ne peut évidemment se faire sentir que s'il y a une notable proportion de lumière réfléchie sur les joues de la fente. Ces résultats sont obtenus par Jones et Richards en utilisant diverses fentes mobiles très bien travaillées, pour $\lambda = 0{,}5$ μ et $\lambda = 1$ μ ; la lumière totale sortant de la fente (jusqu'à un angle de 60° avec l'axe du faisceau) est recueillie par une cellule photoélectrique, le faisceau incident est polarisé successivement avec le vecteur électrique parallèle ou perpendiculaire à la longueur de la fente. Ces auteurs montrent qu'une partie des résultats peut être expliquée par la simple théorie de Fresnel, en faisant intervenir la différence des pouvoirs réflecteurs suivant que le vecteur électrique est parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence.

D'autres particularités se trouvent bien mieux interprétées en faisant intervenir la propagation des ondes électromagnétiques dans le « guide d'ondes » constitué par les deux plans parallèles indéfinis que forment les joues de la fente profonde.

Dans ce cas intervient l'affaiblissement exponentiel dû à une dissipation d'énergie sous forme de courants de Foucault dans les parois métalliques. L'affaiblissement est fonction de la conductivité du métal et diffère nettement pour les différents « modes » que peut transmettre le guide. Moyennant quelques approximations, on peut exprimer par une formule les coefficients d'amortissement de l'onde « type électrique » et « type magnétique » que peut transmettre le guide et montrer dans le cas où b est supérieur à $\lambda/2$ que la première ($I_{\perp}$) est beaucoup plus rapidement amortie que la deuxième ($I_{//}$). Les résultats expérimentaux sont en accord assez satisfaisant avec la théorie, compte tenu des approximations faites et de la difficulté d'évaluer les qualités géométriques et physiques des surfaces.

Depuis, Peters et Pursley [67] ont signalé dans une lettre à l'éditeur l'intérêt d'une étude approfondie de la polarisation par fentes et fils dans l'I. R.

F. Comparaison des divers polariseurs. — L'étude précédente montre que les deux qualités fondamentales d'un polariseur, taux de polarisation voisin de 1 et transmission voisine de 50 % ne sont pas toujours réalisées dans la pratique et se présentent comme antagonistes.

Le « polariseur optimum » suivant l'expression de Clark Jones [14] n'est pas donné *a priori*, mais dépend de la classe de montages envisagée ; l'une ou l'autre de ces qualités peut être à rechercher particulièrement.

Cet auteur montre par exemple que dans les montages comportant une modulation sinusoïdale du faisceau par un polariseur tournant (voir III), le polariseur le plus favorable c'est-à-dire celui qui fournit le rapport signal/bruit le plus important n'exige pas un taux de polarisation élevé.

En conclusion, il nous semble que c'est le polariseur à films de sélénium qui réunit le plus de qualités : excellent taux de polarisation, transparence relativement bonne, large domaine spectral d'utilisation, champ angulaire très satisfaisant, pas de déplacement des faisceaux.

3. **Polarisation de la source.** — L'état de polarisation du rayonnement tombant sur la fente d'entrée du spectromètre dépend de la source elle-même. La Provostaye et Desains [72], étendant à l'I. R. proche les résultats des mesures faites par Arago dans le visible, notent l'état de polarisation du rayonnement émis par un fil de platine incandescent en fonction de l'angle d'émission. Des résultats plus complets sont donnés par Czerny en 1924 [23], cherchant à vérifier expérimentalement les théories de la réflexion métallique et à confirmer les valeurs précédemment données pour les constantes optiques du platine. L'émission d'un ruban de platine chauffé vers 850° est étudié pour les rayons restants de la calcite à 6,8 μ, en fonction de l'angle d'émission. En accord satisfaisant avec la théorie, Czerny trouve que le taux de polarisation croît avec l'angle et atteint pratiquement l'unité pour un angle d'émission de 87°. Il peut donc être utile de tenir compte de cet état de polarisation lorsque les sources dans le proche I. R. sont des filaments métalliques. Czerny indique aussi que, dans les mêmes conditions, le bec Auer et le filament Nernst présentent un taux de polarisation beaucoup plus faible. A notre connaissance il n'existe pas à l'heure actuelle d'étude systématique dans l'I. R. plus lointain de l'état de polarisation des sources usuelles.

III. Montages polarimétriques.

1. **Généralités.** — Avant d'indiquer dans le détail quelques solutions données dans l'I. R. aux problèmes de polarimétrie, nous rappellerons les principales causes d'erreur ainsi que les précautions à prendre pour en éviter quelques unes.

L'analyse très complète faite par Clark Jones [16] de l'effet d'un élément polarisant quelconque dans un montage montre en particulier que l'ordre de succession des différents éléments les uns par rapport aux autres n'est pas indifférent (le calcul matriciel fait par cet auteur implique la non commutabilité des éléments)

Cette remarque n'a pas toujours été prise en considération par les « infrarougistes », comme le signale très justement Charney [13] dans sa critique des mesures de dichroïsme des cristaux, soit que les auteurs l'aient ignorée, soit qu'ils en aient sous-estimé la portée.

C'est ainsi que la polarisation accidentelle créée par le spectromètre atteint un taux de 15 % suivant Makas [56], 10 à 20 % suivant Gutowsky [38]. Il faut également tenir compte de l'état de polarisation créé par la source, les fentes ou les réseaux, ainsi que des éléments dépolarisants du montage, tels que les surfaces diffusantes employées parfois comme filtres dans le cas de l'I. R. lointain.

Bien entendu, de nombreux auteurs ont tenu compte de ces facteurs, soit en corrigeant leurs résultats [80], soit en essayant d'orienter le polariseur ou l'analyseur dans des positions favorables : Elliott, Ambrose et Temple par exemple mettent le polariseur à 45° des plans de symétrie du spectromètre [29]. Les corrections sont complexes, parfois approximatives et peuvent varier avec la longueur d'onde.

De telles erreurs étaient peu fréquentes dans les montages anciens [34] car le système polariseur était placé après le monochromateur ; elles sont devenues beaucoup plus fréquentes lorsque la construction industrielle des spectromètres infrarouges (où les qualités de commodité, de robustesse et de rapidité des mesures sont dans certains cas prépondérantes) a conduit à incorporer le récepteur au bloc spectromètre. Il devenait alors impossible, sauf modification délicate de l'appareillage, de placer le système polariseur après le spectromètre.

A cet égard, nous pensons qu'il est particulièrement avantageux en polarimétrie I. R. d'utiliser les « pièces détachées » livrées actuellement par l'industrie qui permettent l'assemblage le plus favorable aux mesures envisagées. En particulier placer le système polariseur après le spectromètre, élimine les perturbations précédentes.

Une autre cause d'erreur est l'imperfection des polariseurs I. R. qui diminue la précision des pointés ; celle-ci est évidemment conditionnée par ailleurs par la sensibilité du récepteur et la brillance de la source comme dans le visible.

Signalons enfin que la convergence des faisceaux, non négligeable dans de nombreux appareils où l'on cherche une luminosité maximum peut gêner considérablement les mesures, soit en diminuant la qualité du polariseur, soit, dans le cas des mesures de dichroïsme par exemple, en introduisant sous incidence oblique des composantes parasites.

Cet inconvénient est particulièrement marqué dans le cas où l'on emploie un « microscope I. R. », l'angle des rayons extrêmes tombant sur la substance pouvant dépasser 60° ; voir aussi [54]. Les mesures correctes de polarimétrie doivent se faire comme pour le visible en lumière sensiblement parallèle.

Enfin une cause générale d'erreur est le déplacement accidentel des faisceaux pendant l'expérience. Une translation ou une petite rotation peuvent entraîner soit une obturation partielle des faisceaux [56], soit un déplacement de l'image définitive sur le récepteur ; ce dernier effet est particulièrement gênant avec une cellule (Avery [4]), dont la sensibilité varie aux différents points de sa surface réceptrice. Toutes les précautions doivent donc être prises à cet égard. Les mesures seront particulièrement délicates en montage oblique (par exemple mesure des pouvoirs réflecteurs des surfaces).

La précision des pointés peut être fort augmentée, on le sait, par des particularités de montage, tels que l'analyseur à pénombre ; c'est une méthode de zéro permettant de faire abstraction des variations de brillance de la source en comparant les éclairements donnés simultanément par un « double faisceau ». On ne dispose pas en général dans l'I. R. de lames demi-onde et le procédé ne peut être transposé qu'en utilisant deux faisceaux polarisés à angle droit (angle de pénombre 90°) et par exemple un montage différentiel (double cellule ou deux bolomètres placés dans les deux branches d'un pont [34], [45].

La comparaison des intensités de ces deux faisceaux peut être faite aussi pour la même longueur d'onde mais successivement, Meyer [62].

Dans le cas d'une très grande sensibilité du récepteur, par exemple cellule à multiplicateur, un montage à simple faisceau est plus commode et plus précis ; c'est alors la précision mécanique de la rotation de l'analyseur qui limitera les performances du montage.

2. **Exemples de montages polarimétriques en infrarouge.** — A. Montages comprenant un seul polariseur. — C'est un montage fréquemment utilisé pour mesurer le dichroïsme d'un cristal, c'est dire sa transmission pour deux directions convenablement choisies par rapport à ses axes cristallographiques. Deux lames d'épaisseurs différentes seront comparées pour la même longueur d'onde si l'on veut éliminer les effets des réflexions [87]. Il faudra vérifier avec exactitude l'orientation des lignes neutres par rapport aux plans principaux du polariseur et tenir compte des polarisations accidentelles. La plupart des auteurs : Glatt, Ellis [37] placent le polariseur parallèle ou perpendiculaire aux fentes du spectromètre et le laissent fixes ; cela est correct, même s'il est placé avant le spectromètre dans la mesure où celui-ci ne dépolarise pas la lumière. La « qualité polarimétrique » du montage est d'ailleurs rarement envisagée et difficile à définir. Hyde [42] fait une ingénieuse mesure différentielle de dichroïsme en utilisant son spectromètre lui-même comme polariscope. Von Neuroth [63] mesure les pouvoirs réflecteurs R_π et R_σ en incidence oblique ce qui nécessite un montage compliqué et des mesures étalées dans le temps. Avery [4] élimine cette dernière difficulté en mesurant le rapport des deux pouvoirs réflecteurs, il utilise les polariseurs à lames minces de sélénium qu'il fait tourner rapidement et tient compte de la polarisation de son appareil en la mesurant par une expérience préliminaire.

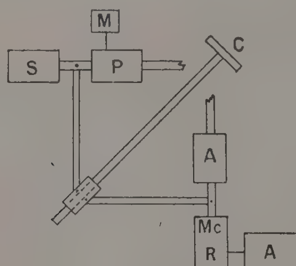


Fig. 5.

B. Montages comprenant deux polariseurs fixes ou d'orientation valable. — Le polariseur et l'analyseur sont fixes dans *l'étude des spectres cannelés* par exemple. Les qualités intrinsèques seules de ceux-ci importent, si le montage polarimétrique est isolé du spectromètre, et si l'on mesure un minimum nul de transmission : Shield et Ellis [78].

Il faut au contraire prendre des précautions supplémentaires lors du pointé d'une vibration rectiligne dont l'orientation varie, comme dans le cas des *mesures de pouvoir rotatoire* : Citons les travaux récents de Gutowsky [38] ; cet auteur étudie la rotation du quartz de 2,8 μ à 9,7 μ. Il fait une étude détaillée de son montage dont le polariseur et l'analyseur sont de part et d'autre du monochromateur, la lame de quartz étant placée avant la fente d'entrée. Les rotations sont mesurées par celles du polariseur dont le zéro est vérifié ne pas dépendre de la longueur d'onde. La précision est estimée à 30 minutes. Ingersoll [44] mettait en évidence, des rotations de 4 secondes à l'aide d'un analyseur à pénombre,

Étude de lumières elliptiques dans l'infrarouge : Citons le montage fort original de Försterling et Freedericks qui cherchent à obtenir de la lumière circulaire [34]. Ces auteurs insistent sur la nécessité d'éliminer les variations d'éclat de la source par l'emploi d'une méthode de zéro ; ils utilisent un analyseur à deux miroirs de sélénium perpendiculaires entre eux, inclinés à 70° sur la direction des rayons. Chacun d'eux n'est atteint que par la moitié de la lumière. Les deux faisceaux réfléchis issus du même faisceau incident sont concentrés sur deux bolomètres placés dans les deux branches d'un pont. Conn et Eaton [18] ont repris cette méthode en lui apportant des modifications importantes : Ils utilisent un polariseur tournant autour du rayon à 0,65 t/s et un analyseur fixe : la lumière est donc modulée à une fréquence double ; par rotation de l'analyseur, et en faisant varier l'incidence on amène la modulation à zéro. Les auteurs étudient en détail toutes les causes d'erreur : un taux de polarisation médiocre du polariseur affecte seulement la sensibilité, par contre les deux composantes transmises (dans le cas d'une mauvaise polarisation) ne doivent pas présenter de différence de marche entre elles, ce que l'on peut vérifier par une expérience préliminaire.

L'analyse proprement dite d'une vibration elliptique I. R. a été faite par Hochard [39] et reprise récemment par Conn et Eaton [17] en collaboration avec Beattie. La méthode est celle de l'analyseur à pénombre, utilisée dans le visible, avec la différence que l'on remplace l'action de la lame demi-onde, qui n'existe pas dans l'I. R. par la rotation directe de l'analyseur d'un angle, égal à l'angle de pénombre α.

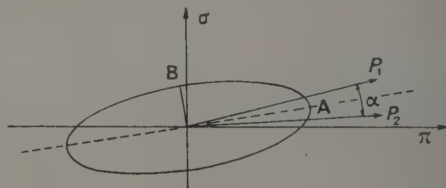


Fig. 6.

Le grand axe OA de l'ellipse bissecte l'angle formé par les deux positions P1, P2 de l'analyseur qui fournissent des flux transmis égaux. La précision du pointé est maximum pour un angle de pénombre égal à 90°. L'ellipticité est mesurée directement par le rapport de l'élongation maximum à l'élongation minimum de la lumière transmise par l'analyseur au cours de la rotation de celui-ci, rapport qui peut être mesuré avec précision. Conn et Eaton estiment que l'azimut de l'analyseur est défini à 2 minutes près et que la direction des axes de l'ellipse est déterminée à 10 minutes.

Étude expérimentale d'un polariseur I. R. — A la base de tout montage polarimétrique se trouve le polariseur : c'est de sa qualité que dépend la précision de la mesure ; on se contente quelquefois de croiser deux polariseurs et de vérifier que l'extinction est bonne, ou de déterminer le rapport $\frac{I_\pi - I_\sigma}{I_\pi + I_\sigma}$ mais sans préciser comment on opère [40]. Il nous semble nécessaire dans ces mesures de tenir compte de deux conditions

essentielles : *a*) on doit s'assurer que les deux polariseurs dont on dispose sont bien identiques, c'est-à-dire, qu'ils produisent les mêmes effets sur la même lumière.

b) Il faut opérer en lumière naturelle, ou équivalente ce qui nécessite d'éliminer les polarisations accidentelles, en employant par exemple, la méthode de Elliott [29] ; les polariseurs seront placés après le monochromateur, leurs plans de symétrie étant à 45° de ceux du monochromateur.

La transmission d'un seul polariseur est

$$S = 1/2(T_1 + T_2).$$

La transmission des deux polariseurs croisés est $p = T_1 T_2$.

3) **Enregistrement**. — Les mesures de polarimétrie dans l'I. R. ne semblent pas jusqu'à présent avoir fourni d'application telle que la saccharimétrie à l'échelon des laboratoires industriels. Si le cas se présentait, les spectropolarimètres I. R. pourraient évidemment adopter sans difficulté les procédés modernes à lecture directe (digitizer), par correspondance d'un code binaire avec un code décimal par exemple (voir R. F. Colville et G. F. Fishter, *Hilger journal*, vol. III, n° 4).

IV. Applications de la polarimétrie infrarouges.

Nous rappellerons ici, de façon succinte, les renseignements que peuvent fournir les études polarimétriques infrarouges et leur intérêt pour la détermination des structures des solides.

1. **Polarisation rotatoire.** — Réalisées dès le siècle dernier par Carvallo [12], Dongier [24] et d'autres auteurs ces mesures étendent au très proche infrarouge les courbes de dispersion rotatoire du visible. Le rotation diminue fortement d'après la loi de Biot et les expériences deviennent difficiles ; elles exigent en effet une longueur de substance telle que l'absorption devient gênante. Les résultats seraient particulièrement intéressants, cependant au voisinage des bandes d'absorption, soit pour étudier les molécules asymétriques, soit pour préciser l'assemblage moléculaire dans les cristaux doués de pouvoir rotatoire. Gutowsky [38] fait une fort intéressante étude de la polarisation rotatoire du quartz, à l'intérieur de la bande d'absorption ; au delà de 3 μ, il trouve une inversion du sens de la dispersion.

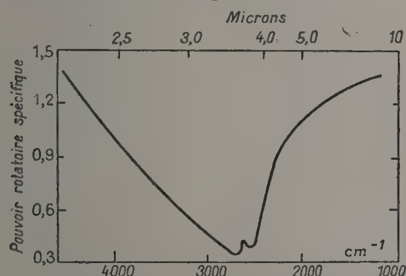


Fig. 7. Dispersion rotatoire du quartz d'après Gutowsky.

La polarisation rotatoire magnétique a donné lieu à quelques études ; la plus récente à notre connaissance remontant à 1915. Voir en particulier Meyer [62], Ingersoll [43], Voigt [90]. Elle exige en effet la mise en œuvre de montages difficiles à réaliser avec les spectromètres actuels.

2. **Mesures d'indices des cristaux.** — Les indices définissent l'anisotropie du cristal, qui peut varier avec la longueur d'onde ; les mesures sont faites pour le proche infrarouge dans la région de transparence, par la méthode du prisme, Rubens et Aschkinass [74], celle de la réflexion totale, qui sépare les faisceaux sans appareil polarimétrique particulier, Vincent [89], celle des interférences, méthodes appliquée par Ramadier-Delbès au rayon ordinaire du quartz [73].

Ces mesures sont en général difficiles et peu nombreuses ; une voie nouvelle est sans doute ouverte par les méthodes de Simon [80] et Neuroth [63] qui déduisent les indices de mesures de réflexion oblique ; toutefois la précision obtenue semble médiocre.

Les mesures de biréfringence sont plus aisées, elles permettent d'éviter une partie des mesures d'indices ; la méthode du spectre cannelé par le procédé des deux lames a fourni la dispersion de biréfringence de quelques cristaux uniaxes et biaxes entre le visible et 2,5 μ (Vergnoux, Blanc et Vierne [86]) ; en outre le dichroïsme de petites bandes d'absorption peut être décelé par les anomalies de biréfringence [88].

3. **Transmission des cristaux en lumière polarisée I. R.** — C'est l'application la plus importante à l'heure actuelle, et qui donne lieu à de nombreux travaux.

Nous avons vu que la méthode, très simple en principe, exige cependant des précautions ; en général on opère en lumière normale au cristal en orientant les lignes neutres parallèlement au vecteur électrique.

L'intégrale d'absorption est évaluée pour la bande, dans les trois directions parallèles aux axes de l'ellipsoïde des indices. Ambrose [2], Mathieu [59], Vergnoux et Ginouvès [88], ont montré comment on peut, à l'aide de ces mesures, préciser l'orientation d'une liaison dans le cristal, ou la position d'un atome tel que l'hydrogène, par exemple, difficile à localiser par la diffraction aux rayons X. Lecomte et Louisfert signalent des mesures en cours sur la calcite, étudiée jusqu'à la 6e octave [53]. La transmission en lumière polarisée renseigne aussi sur la disposition des atomes dans les molécules à longue chaîne, comme l'ont montré. Sutherland [82] ; Thompson et Mann [58].

De très nombreuses mesures, dont nous avons déjà cité quelques-unes, Försterling et Freederichez [34], ont porté sur la détermination des coefficients η et χ des métaux, soit par la mesure des pouvoirs réflecteurs perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence, Avery [4], soit par une étude de l'ellipticité de la lumière réfléchie (Conn et Eaton [17]). Ces derniers auteurs estiment que la détermination de χ n'est précise que pour des valeurs de celui-ci comprises entre 0,4 et 5,5. Les méthodes déjà citées de Simon et Neuroth, peuvent fournir également les indices d'extinction des cristaux et se montreront sans doute fort précieuses dès que l'absorption du cristal devient importante, au delà de 5 microns. Ketelaar et Haas vérifient la loi de Kirchoff pour les spectres d'émission et de réflexion de la calcite en lumière polarisée [48].

Manuscrit reçu le 8 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

[1] ABELÈS (F.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 403.
[2] AMBROSE (E. J.), ELLIOTT (A.) et TEMPLE (R. B.), *Proc. Roy. Soc.*, A 1951, **206**, 192.
[3] AMBROSE (E. J.), *Nature*, 1947, **159**, 641.
[4] AVERY (D. J. G.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, B, **65**, 425.
[5] BARCHEWITZ (P.) et HENRY (L. J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 639.
[6] BARCHEWITZ (P.), *Rev. Opt.*, 1954, **33**, 489.
[7] BÉRARD (G.), *Ann.*, 1814, **46**, 376.
[8] BILLINGS (H.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 407.
[9] BIOT et MELLONI, *C. R. Acad. Sc.*, t. **11**.
[10] BLAKE, MAKAS et WEST, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 1054.
[11] BRUHAT (G.), *Traité de polarimétrie*.
[12] CARVALLO, *Ann. Chim. Phys.*, 1892, **26**, 113.
[13] CHARNEY (E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 980.
[14] CLARK JONES (R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 982.
[15] CLARK JONES (R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 976.
[16] CLARK JONES (R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 488.
[17] CONN (G. K. T.) et EATON, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 484.
[18] CONN (G. K. T.) et EATON, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 477.
[19] CONN (G. K. T.) et EATON, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 546.
[20] CONN (G. K. T.) et EATON, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 553.
[21] COTTON et ROUARD (P.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 474.
[22] CZERNY (M.), *Z. Physik*, 1923, **16**, 321.
[23] CZERNY (M.), *Z. Physik*, 1924, **26**, 182.
[24] DONGIER, *Ann. Chim. Phys.*, 1898, **14**, 331.
[25] DOWD (J. J.), *Proc. Phys. Soc. London*, B 1951, **64**, 783.
[26] DRUDE (P.), *Ann. Physik*, 1889, **36**, 532.
[27] DU BOIS et RUBENS, *Wied Ann.*, 1893, **49**, 583.
[28] DU BOIS et RUBENS, *Ann. Physik*, 1911, **35**, 243.
[29] ELLIOTT, AMBROSE et TEMPLE, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **35**, 212.
[30] ELLIOTT, AMBROSE et TEMPLE, *Nature*, 1947, **159**, 641.
[31] ELLIOTT, *J. Sc. Inst.*, 1950, **27**, 21.
[32] FIZEAU, *Ann. Chim. Phys.*, 1861, **63**, 385.
[33] FORBES, *Pogg. Ann.*, 1835, **35**, 553.
[34] FÖRSTERLING et FREEDERICKS, *Ann. Physik*, 1913, **40**, 201.
[35] FUGASSI et MACKINNEY, *Rev. Sc. Instr.*, 1942, **13**, 335.
[36] GEBBIE (H. A.) et SAKER (E. W.), *Proc. Phys. Soc. London*, B 1951, **64**, 360.
[37] GLATT et ELLIS, *J. Chem. Phys.*, 1947, **15**, 880.
[38] GUTOWSKY (A. S.), *J. Chem. Phys.*, 1951, **19**, 438.
[39] HOCHARD, *Thèse*, Paris, 1935.
[40] HODGSON (J. N.), *Proc. Phys. Soc.*, B 1955, **65**, 593.
[41] HUSSEL, *Wied. Ann.*, 1891, **43**, 498.
[42] HYDE (W. L.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, 663.
[43] INGERSOLL (L. R.), *Phys. Rev.*, 1906, **23**, 489.
[44] INGERSOLL (L. R.), *Phil. Mag.*, 1909, **18**, 74.
[45] INGERSOLL (L. R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1953, **24**, 23.
[46] JONES et RICHARDS, *Proc. Roy. Soc. A*, **225**, 122.
[47] KECK, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 1.
[48] KETELAAR (J. A. A.) et HAAS (C.), *Physica*, 1956, **22**, 1283.
[49] KŒNIGSBERGER (W. A.), *Wied. Ann.*, 1897, **61**, 687.
[50] KREMERS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1946, **36**, 349.
[51] LAGEMANN (R.) et MILLER (T. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 1063.
[52] LECOMTE (J.), Le spectre infrarouge, Presses Universitaires, p. 115.
[53] LECOMTE (J.), Colloque intern. Opt. mol., Bordeaux, 1956, p. 37.
[54] LISICA SHISHLOUSKIJ, *Isveztia Akad. Nauk*, U. R. S. S., 1953, **17**, 660.
[55] LOUISFERT (J.), *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 21.
[56] MAKAS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **46**, 998.
[57] MAKAS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 866.
[58] MANN (J.) et THOMPSON (H. W.), *Proc. Roy. Soc. London*, 1948, **192**, 489.
[59] MATHIEU (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 249.
[60] MELLONI, *Ann. Chim. Phys.*, 1837, **65**, 1.
[61] MERRITT, *Wied. Ann.*, 1895, **55**, 49.
[62] MEYER (U.), *Ann. Physik*, 1909, **30**, 607.
[63] NEUROTH (von N.), *Z. Physik*, 1956 B, **144**(″), 298.
[64] NEWMANN (R.) et HALFORD (R. S.), *Rev. Sc. Inst.*, 1948, **19**, 270.
[65] NYSWANDER, *Phys. Rev.*, 1909, **28**, 291.
[66] OULIANINE, *Verhandl. der Phys. Ges.*, 1896, **15**, 13.
[67] PETERS et PURSLEY, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 877.
[68] PFUND (A. H.), *Astrophysical J.*, 1906, **24**, 19.
[69] PFUND (A. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, **37**, 558.
[70] PLYLER, *Bureau of Standards*.
[71] PROVOSTAYE (M. F. DE LA) et DESAINS (P.), *Ann. Chim. Phys.*, 1850, **30**, 158.
[72] PROVOSTAYE (M. F. DE LA) et DESAINS (P.), *Ann. Chim. Phys.*, 1850, **30**, 267.
[73] RAMADIER-DELBÈS (J.), *J. Physique Rad.*, 1519, **12**, 984.
[74] RUBENS et ASCHKINASS (E.), *Wied. Ann.*, 1899, **67**, 458.
[75] RUBENS et NICHOLS, *Wied. Ann.*, 1897, **60**, 418.
[76] SCHAEFER (C.) et SCHUBERT, *Ann. Physik*, 1916, **50**, 283.
[77] SCHAEFER (C.) et SCHUBERT, *Z. Physik*, 1921, **72**, 297.
[78] SHIELD et ELLIS (J. W. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 263.
[79] SCHÖPPER, *Optik*, 1953, **10**, 426.
[80] SIMON (I.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 336.
[81] STOKES (G. G.), *Proc. Roy. Soc. London*, 1862, **11**, 545.
[82] SUTHERLAND (G. B. B. M.), *Nature*, 1947, **160**, 567.
[83] TETLOW (K. S.), *Nature*, **159**, 850.
[84] THYESSEN, *Optik*, 1947, **2**, 266.
[85] TUCKERMANN (L. B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, **37**, 818.
[86] VERGNOUX (A. M.), BLANC (J.) et VIERNE (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 380.
[87] VERGNOUX (A. M.) et GINOUVÈS (E.), *Nuovo Cimento*, vol. **2**, nº 3, suppl. al., 807.
[88] VERGNOUX (A. M.) et VIERNE (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1629.
[89] VINCENT (J.), *J. Physique Rad.*, 1948, **9**, 175.
[90] VOIGT, *Physik Z.*, 1915, **16**, 298.
[91] WEST (C. O.) et CLARK JONES (R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 976.
[92] WRIGHT (N.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, 69.

Bibliographie partielle relative aux applications de la polarimétrie I. R.
(Rappel de numéros indiqués dans la bibliographie générale.)

[2] AMBROSE, ELLIOTT.
[4] AVERY.
[12] CARVALLO.
[17] CONN et EATON.
[24] DONGIER.
[34] FÖRSTERLING et FREEDERICSZ.
[38] GUTOWSKY.
[43] INGERSOLL.
[48] KETELAAR et HAAS.
[53] LECOMTE.
[58] MANN et THOMPSON.
[59] MATHIEU.
[62] MEYER.
[63] NEUROTH.
[74] RAMADIER-DELBÈS.
[75] RUBENS et ASCHKINASS.
[81] SIMON.
[83] SUTHERLAND.
[87] VERGNOUX, BLANC et VIERNE.
[88] VERGNOUX et GINOUVÈS.
[89] VERGNOUX et VIERNE.
[90] VINCENT.
[91] VOIGT.

LETTRES A LA RÉDACTION

CONVERGENCE DES SECTEURS MAGNÉTIQUES A BORDS PROFILÉS

Par M. VIVARGENT,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaire du Collège de France.

Introduction. — De nombreux travaux ont permis de déterminer les propriétés des secteurs magnétiques utilisés pour l'analyse et la focalisation de faisceaux de particules chargées, tant dans le cas de champs homogènes que dans celui de champs inhomogènes [1, 2, 3]. Sternheimer [4] a résumé ces propriétés dans le cas très général d'un secteur inhomogène ayant des bords profilés. Son formalisme permet de simplifier les expressions relatives aux caractéristiques essentielles (grandissements, dispersion, positions de l'image d'une source).

Nous avons précisé les conditions déterminant la convergence dans le cas envisagé par Sternheimer.

Notations employées. — Nous emploierons la notation de Sternheimer : p est positif (*fig.* 1) quand la trajectoire incidente correspondant au rayon moyen se trouve du même côté que le centre de courbure de la trajectoire dans l'aimant par rapport à la normale à la face d'entrée. Il en sera de même pour ce qui concerne l'angle de sortie t. Nous utiliserons ses expressions pour les grandissements horizontaux et verticaux.

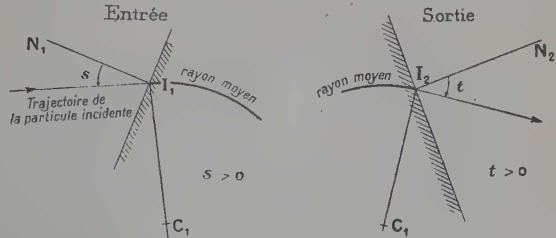


FIG. 1.

Convergence. — Nous considérons la variation du grandissement quand nous approchons la source de l'aimant à partir de l'infini. Nous posons $1/S' = U'$ avec $S' = S/R$ et $T' = T/R$. Nous exprimons que l'aimant converge par la condition $(\partial\chi/\partial U')_{u'=0} < 0$ avec

$$\left(\frac{\partial\chi}{\partial U'}\right)_{u'=0} = \left(\frac{\partial\chi}{\partial T'} \times \frac{\partial T'}{\partial U'}\right)_{u'=0}.$$

I. **Focalisation horizontale :**

a) $n < 1$

$$\chi_h = (1-n)^{-1/2} \sin (1-n)^{1/2} \varphi \left\{ [(1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi + \operatorname{tg} s] (1 + T'_h \operatorname{tg} t) - T'_h[(1-n) - (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s] \right\}$$

$$\left(\frac{\partial T'}{\partial U'}\right)_{u'=0} = \frac{1}{k_1^2} [(1-n) + (1-n) \operatorname{cotg}^2 (1-n)^{1/2} \varphi] > 0$$

$$\left(\frac{\partial \chi_h}{\partial T'_h}\right)_{u'=0} = \frac{1}{C_1^2} (1-n)^{-1/2} \sin (1-n)^{1/2} \varphi [\operatorname{tg} s + (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi] (\operatorname{tg} t - \xi_1)$$

$$\xi_1 = \frac{(1-n) - (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s}{\operatorname{tg} s + (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi}.$$

b) $n > 1$

$$\chi_h = (n-1)^{-1/2} \operatorname{sh} (n-1)^{1/2} \varphi \left\{ [\coth (n-1)^{1/2} \varphi + \operatorname{tg} s] [1 + T', \operatorname{tg} t] + T'_h[(n-1) + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s] \right\}$$

$$\left(\frac{\partial \chi_h}{\partial U'}\right)_{u'=0} = \frac{1}{k_1'^2} [-(n-1) + (n-1) \coth^2 (n-1)^{1/2} \varphi] > 0$$

$$\left(\frac{\partial \chi_h}{\partial T'_h}\right)_{u'=0} = \frac{1}{C_1'^2} (n-1)^{-1/2} \operatorname{sh} (n-1)^{1/2} \varphi [(\operatorname{tg} s + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi] [\operatorname{tg} t + \xi'_1]$$

$$\xi'_1 = \frac{(n-1) + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s}{\operatorname{tg} s + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi}.$$

II. Focalisation verticale :

a) $n < 0$

$$\chi_v = |n|^{-1/2} \operatorname{sh} |n|^{1/2} \varphi \left\{ (|n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi - \operatorname{tg} s)(1 - T'_v \operatorname{tg} t) + T'_v [|n| - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s] \right\}$$

$$\left(\frac{\partial T'_v}{\partial U'}\right)_{u'=0} = \frac{1}{k_2^2} [-|n| + |n| \coth^2 |n|^{1/2} \varphi] > 0$$

$$\left(\frac{\partial \chi'_v}{\partial T'_v}\right)_{u'=0} = \frac{1}{C_2^2} |n|^{-1/2} \operatorname{sh} |n|^{1/2} \varphi [\operatorname{tg} s - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi] [\operatorname{tg} t + \xi_2]$$

$$\xi_2 = \frac{|n| - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s}{\operatorname{tg} s - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi}.$$

b) $n > 0$

$$\chi_v = n^{-1/2} \sin n^{1/2} \varphi \left\{ (n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi - \operatorname{tg} s)(1 - T'_v \operatorname{tg} t) - T'(n + n^{-1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s] \right\}$$

$$\left(\frac{\partial T'_v}{\partial U'}\right)_{u'=0} = \frac{1}{k_2'^2} [n + n \operatorname{cotg}^2 n^{1/2} \varphi] > 0$$

$$\left(\frac{\partial \chi'_v}{\partial T'}\right)_{u'=0} = \frac{1}{C_2'^2} n^{-1/2} \sin n^{1/2} \varphi [\operatorname{tg} s - n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi] [\operatorname{tg} t - \xi'_2]$$

$$\xi'_2 = \frac{n + n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi \operatorname{tg} s}{\operatorname{tg} s - n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi}.$$

Nous rassemblerons dans un tableau les relations entre φ, s et t pour que l'aimant soit convergent.

TABLEAU

FOCALISATION HORIZONTALE

$n < 1$

$\operatorname{tg} s + (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi > 0$		$\operatorname{tg} s + (1-n)^{1/2} \operatorname{cotg} (1-n)^{1/2} \varphi < 0$	
$\sin (1-n)^{1/2} \varphi > 0$	$\sin (1-n)^{1/2} \varphi < 0$	$\sin (1-n)^{1/2} \varphi > 0$	$\sin (1-n)^{1/2} \varphi < 0$
$\operatorname{tg} t < \xi_1$	$\operatorname{tg} t > \xi_1$	$\operatorname{tg} t > \xi_1$	$\operatorname{tg} t < \xi_1$

$n > 1$

$\operatorname{tg} s + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi > 0$	$\operatorname{tg} s + (n-1)^{1/2} \coth (n-1)^{1/2} \varphi <$
$\operatorname{tg} t < -\xi'_1$	$\operatorname{tg} t > -\xi'_1$

FOCALISATION VERTICALE

$n < 0$

$\operatorname{tg} s - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi > 0$	$\operatorname{tg} s - |n|^{1/2} \coth |n|^{1/2} \varphi > 0$
$\operatorname{tg} t \leq -\xi_2$	$\operatorname{tg} t > -\xi_2$

$n > 0$

$\operatorname{tg} s' - n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi > 0$		$\operatorname{tg} s - n^{1/2} \operatorname{cotg} n^{1/2} \varphi < 0$	
$\sin n^{1/2} \varphi > 0$	$\sin n^{1/2} \varphi < 0$	$\sin n^{1/2} \varphi > 0$	$\sin n^{1/2} \varphi < 0$
$\operatorname{tg} t < \xi'_2$	$\operatorname{tg} t > \xi'_2$	$\operatorname{tg} t > \xi'_2$	$\operatorname{tg} t < \xi'_2$

En plus des conditions introduites dans le tableau, nous avons évidemment $-\pi/2 < \operatorname{tg} s < \pi/2$; $-\pi/2 < \operatorname{tg} t < \pi/2$. Nous avons utilisé ces résultats pour la détermination des caractéristiques de l'analyseur du faisceau du Collège de France pour lequel M. le Pr Joliot nous particulièrement conseillé.

Lettre reçue le 7 juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CROSS (W. G.), *Rev. Sci. Instrum.*, 1951, **22**, 717.
[2] ROSENBLUM, *Rev. Sci. Instrum.*, 1950, **21**, 586.
[3] STERNHEIMER, *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, **23**, 629.
[4] STERNHEIMER, *Rev. Sci. Instrum.*, 1953, **24**, 573.

PRINCIPE ET ESSAIS PRÉLIMINAIRES D'UN NOUVEAU DÉTECTEUR PERMETTANT DE PHOTOGRAPHIER LA TRAJECTOIRE DE PARTICULES IONISANTES DANS UN GAZ

Par G. CHARPAK,

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires,
Collège de France.

Considérons une particule ionisante qui traverse un gaz à la pression p, soumis à un champ électrique uniforme E, de durée T.

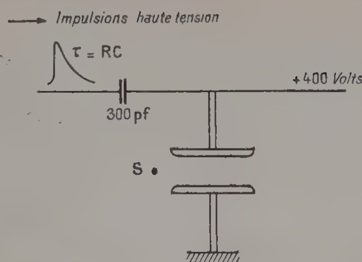


FIG. 1.

a b c d e f

FIG. 2.

a) V = 83 000 volts, $\tau = 1{,}25 \times 10^{-9}$ s, 18 000 impulsions, source latérale.
b) V = 83 000 volts, $\tau = 1{,}25 \times 10^{-9}$ s, 6 000 impulsions, source latérale.
c) V = 66 000 volts, $\tau = 6{,}25 \times 10^{-9}$ s, 9 000 impulsions, source sur électrode inférieure.
d) V = 66 000 volts, $\tau = 6{,}25 \times 10^{-9}$ s, 6 000 impulsions, source sur électrode supérieure.
e) V = 66 000 volts, $\tau = 6{,}25 \times 10^{-9}$ s, 1 800 impulsions, source latérale et source sur électrode inférieure, simultanément.
f) V = 66 000 volts, $\tau = 6{,}25 \times 10^{-9}$ s. La pellicule de nickel, support de la source α, est retournée sur l'électrode inférieure.

Examinons s'il est possible de choisir la nature du gaz et les paramètres p, E et T, de sorte que chaque électron libéré le long de la trajectoire produise une avalanche de N électrons, le nombre N étant tel que les atomes excités dans l'avalanche émettent une lumière assez intense pour être photographiée, tout en restant confinés à un volume assez petit pour que l'ensemble des avalanches soit une image fidèle de la trajectoire.

D'après la théorie des étincelles, le nombre N est au maximum de l'ordre de 19^9 dans tous les gaz [1]. A partir de cette grandeur de l'avalanche il y a propagation de canaux prédisruptifs (« streamers ») vers l'anode et la cathode, avec des vitesses respectives comprises entre 2 à 4×10^7 cm/s et 4×10^7 à 2×10^8 cm/s. Lorsque ces canaux joignent les électrodes il y a passage de l'étincelle proprement dite (« return stroke ») à une vitesse de 10^{10} cm/s. [1], [3], [4].

La vitesse de formation de l'avalanche dépend du gaz et de la tension. Elle est, par exemple de 10^{-8} s pour une tension double de la tension de rupture statique, dans l'air [2]. En raison des grandes vitesses de propagation il est nécessaire, pour que la multiplication autour d'un électron soit localisée, d'employer des impulsions de tension très brèves (de l'ordre de 10^{-9} s) avec des gaz ou la rapidité de formation de l'avalanche soit la plus brève possible.

Nous avons, pour cette raison, choisi de faire les essais avec un mélange gazeux exempt d'attachement électronique : 9 cm d'argon + 1 cm de propane, purifié dans un four à calcium. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

Deux électrodes d'aluminium poli, de diamètre 3,5 cm, sont distantes de 2 cm, dans un tube de verre étanche dans lequel sont introduits les mélanges gazeux. La source radioactive est placée soit latéralement entre les électrodes, sur une tige isolante, soit placée sur l'une ou l'autre des électrodes.

L'objectif photographique, d'ouverture 1/2,8 est placé à 30 cm des électrodes. Les impulsions de tension sont produites en chargeant une capacité de 25 $\mu\mu$f à la haute tension et en la déchargeant dans une résistance R comprise entre 50 Ω et 250 Ω. (La constante de temps de l'impulsion (τ) est donc comprise entre $1,25 \times 10^{-9}$ et 6×10^{-9} s). La commutation a lieu par un moteur permettant d'effectuer l'opération 600 fois par minute. Les impulsions sont envoyées sur l'électrode à travers une capacité afin de pouvoir polariser l'électrode à 400 volts et balayer les électrodes et les ions produits par la source. L'expérience consiste à faire varier la tension depuis 50 kV jusqu'à 100 kV jusqu'à ce que la pellicule soit impressionnée et, à tension constante, à faire varier la constante de temps.

Résultats. — Avec une source de rayons β de 5 mC (^{35}S) nous n'observons rien d'autre que des étincelles filamentaires et irrégulières dont l'apparition est indépendante de la présence de la source.

Avec une source de rayons α (0,5 mc de Po^{210}), nous observons des trajectoires qui partent de la source (photos *a*, *b*, *c*, *d*, *e*). Les trajectoires émises par la source latérale sont toujours dirigées vers la cathode. Les trajectoires relient les deux électrodes. Ceci semble montrer qu'il y a dans ce cas intervention d'un processus d'amplification autre que celui que nous avons envisagé au début. Il y aurait non seulement une amplification du nombre des électrons de la trajectoire primitive par les avalanches mais également propagation de l'étincelle dans le canal préionisé ainsi créé (« return stroke ») ce qui multiplie le nombre initial d'électrons par un facteur voisin de 10^5. Ceci expliquerait qu'il soit nécessaire que la trajectoire atteigne la cathode pour être visible.

Pour obtenir la trajectoire, il est nécessaire de polariser l'électrode. Nous n'avons pas pu obtenir de trajectoires dans l'air pur et l'argon pur.

Lettre reçue le 17 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Raether (M.), *Z. Physik*, 1939, **112**, 464.
[2] Raether (M.), *Z. Physik*, 1941, **117**, 524.
[3] Léonard et Loeb (B.), *Handb. d. Physik*, 1956, **22**, 445.
[4] Meek (J. M.) et Craggs (D.), Electrical breakdown of gases, Clarendon Press, Oxford, 1953.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

L'année géophysique et l'ionosphère, par le R. P. Lejay (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 431). — Bref historique de l'organisation de l'Année Géophysique et du développement de son programme. Vue générale de ce programme en ce qui concerne l'atmosphère et, en particulier, la très haute atmosphère. Recherches prévues sur l'ionosphère, les vents à très haute altitude, l'absorption ionosphérique. Aperçus sur les conditions d'une exploitation complète des résultats de l'Année Géophysique.

Théorie de la biréfringence magnétique et des autres phénomènes d'orientation moléculaire dans les liquides diamagnétiques, par A. Pieraka et S. Kielich, Institut de Physique de l'Académie Polonaise des Sciences, Laboratoire de Physique de l'Université Adam-Mickiewicz, Poznan (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 490). — Nous avons calculé la constante molaire de la biréfringence magnétique, ainsi que les constantes des autres phénomènes de l'orientation moléculaire. Ceux-ci comprennent les effets suivants : biréfringence électrique, polarisation diélectrique, saturation électrique de la polarisation diélectrique ou effet du champ électrique sur la constante diélectrique et enfin saturation magnétique de la polarisation diélectrique ou effet du champ magnétique sur la constante diélectrique. Les calculs ont été basés sur l'hypothèse que les molécules sont anisotropes à l'égard de leurs propriétés optiques, électriques et magnétiques et qu'elles sont influencées par toutes les molécules les environnant. On obtient des formules générales, sans l'intervention d'aucune hypothèse supplémentaire, sur la nature des forces intermoléculaires, ainsi que sur la forme des molécules, en supposant seulement que les molécules peuvent être considérées, comme ayant la symétrie de révolution. De ces formules on déduit une relation entre le changement de la constante diélectrique, $\Delta\varepsilon_{sat}^{m}$, sous l'influence du champ magnétique d'une part et les constantes de Cotton-Mouton et de Kerr d'autre part. Cette relation permet de prévoir la valeur $\Delta\varepsilon_{sat}^{m}$, à condition, que l'on connaisse le champ électrique agissant sur la molécule elle-même. En admettant le champ de de Lorentz ou bien d'Onsager, on obtient, pour le nitrobenzène dans un champ magnétique de 40 kOe $\Delta\varepsilon_{sat}^{m} \doteq 5.10^{-5}$ ou 2.10^{-5} respectivement.

Si nous supposons en particulier, que c'est l'action de cette moléculle, qui est à l'instant donné la plus proche de la molécue considérée (le couplage deux à deux) et que la forme des molécules est considérablement aplatie ou allongée, de telle façon, que l'énergie potentielle prenne la valeur minimum dans une position parallèle ou antiparallèle des dipôles moléculaires, on déduit, dans ce cas particulier, les formules obtenues précédemment par l'un de nous [22-27]. D'après ces formules, la constante molaire de Cotton-Mouton du nitrobenzène augmente rapidement avec la concentration d'une solution du nitrobenzène dans un solvant non polaire, tandis que la saturation électrique de la polarisation diélectrique change de signe, c'est-à-dire qu'elle devient positive. On observe en effet ces deux phénomènes dans l'expérience [35, 28].

Désintégration de ^{90}Y. Transition 0+ → 0+ dans ^{90}Zr Terme de Fierz. I. Transition 0+ → 0+ dans ^{90}Zr, par T. Yuasa et J. Laberrigue-Frolow, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France et L. Feuvrais, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 498). — On rappelle et on complète les résultats de l'étude de la désintégration de ^{90}Y qui indiquent l'existence dans ^{90}Zr d'une transition 0+ → 0+ de 1,734 MeV. Les résultats sont en bon accord avec la théorie. Les valeurs de ρ^2 (paramètre d'intensité), obtenues par nous et d'autres auteurs pour les transitions 0+ → 0+ sont discutées.

Théorie des gaz. XXIII. Calcul des coefficients de condensation. Lois d'isocondensation, par M. Jacques Duclaux, Institut de Biologie Physico-Chimique (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 505). — La théorie de la condensation progressive des gaz, donnée antérieurement, est reprise pour la rendre conforme à la loi d'action de masses. Elle admet qu'il se forme des agrégats de 2, 3, 4... molécules, sans action les uns sur les autres. Les coefficients K de la loi d'action de masses sont calculés pour l'azote entre — 146° et + 400° et les résultats du calcul sont comparés à l'expérience, montrant un accord parfait. Les isothermes obéissent à deux lois d'isocondensation qui permettent de les déduire toutes de l'une d'entre elles, l'*isotherme de base*, par de simples opérations arithmétiques basées sur deux points. Les chiffres donnés par ces lois sont comparés à ceux que fournissent les équations d'état de Van der Waals ou de Beattie-Bridgeman ; les écarts avec l'expérience sont réduits à moins du dixième. La même théorie s'étend à d'autres gaz (oxygène, argon, néon). Elle conduit à une définition des états correspondants dans laquelle les données critiques n'interviennent pas.

La fulguration chromosphérique du 23 février 1956, ses effets cosmiques et géophysiques, par R. Bureau et A. Dauvillier (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 512). — Les auteurs ont observé durant ce cataclysme solaire, d'une part, un puissant flux nocturne de rayons cosmiques pénétrants, d'une intensité jamais encore atteinte auparavant ; d'autre part, un phénomène nouveau, consistant en un brusque évanouissement, sur leur trajet nocturne, d'atmosphériques tropicaux de 11 km, dû à ce flux exceptionnel de rayons cosmiques d'origine solaire.

Utilisation pratique d'une chambre d'ionisation à pression pour la détermination de l'intensité absolue des rayons gamma, par P. Savel, Sous-directeur du Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 518). — L'efficacité d'une chambre d'ionisation pour les rayons γ étant déterminée, on donne une formule simple pour calculer la valeur absolue d'une source émettrice de rayons γ, à condition de connaître son schéma de désintégration.

ABSTRACTS OF THE PAPERS

Disintegration of ^{90}Y. $0^+ \to 0^+$ transition in ^{90}Zr. Term of Fierz. I. $0^+ \to 0^+$ transition in ^{90}Zr, by T. Yuasa and J. Laberrigue-Frolow, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France and L. Feuvrais, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 498). — The results of our previens study of the disintegration of ^{90}Y are recalled and completed in which the existence of a $0^+ \to 0^+$ transition of 1.734 MeV in ^{90}Zr is indicated. The results are in good agreement with theory. The values of the streng parameter ρ^2 obtained by us and by other authors for $0^+ \to 0^+$ transitions are discussed.

Theory of gases. XXIII. Calculation of the condensation coefficients. Laws of isocondensation, by M. Jacques Duclaux, Institut de Biologie Physico-Chimique (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 505). — The theory of the progressive condensation of real gases previously given has been modified and agrees with the law of mass action. Its basic assumption is that the individual molecules associate to form aggregates of 2, 3, 4 ... single molecules, no action taking place. betwteen the aggregates The coefficients k of the mass action law have been calculated for nitrogen between — 146° and 400° and show complete agreement with experiment. The isotherms obey two laws of isocondensation, by means of which any isotherm may be deduced from any other (basic isotherm), knowing two numbers : the factor F and the translation Δ. The two laws may be somewhat at fault close to the critical point, but elsewhere they are subject to errors less than 0.05 %. The comparison with the equations of state of Van der Waals and Beattie and Bridgeman shows that agreement with the experimental numbers is greatly improved. The theory extends to other gases (oxygen, argon, neon) and leads to a new conception or the corresponding states, in which the critical data play no part. The method for the calculation of the coefficients K is outlined.

The Solar chromospheric outburst of February 23, 1956. Its cosmic and geophysical effects, by R. Bureau and A. Dauvillier (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 512). — During this solar cataclysm, the authors have observed first a powerful nocturnal flux of penetrating cosmic rays, whose intensity was of a magnitude never reached during previous observations ; then a new phenomenon consisting in a sudden fade-out on their nocturnal propagation path of tropical atmospherics on the wavelength of 11 km, which is ascribed to this exceptional flux of cosmic rays of solar origin.

Practical use of an ionisation chamber for the determination of absolute intensity of gamma rays, by P. Savel, Sous-directeur du Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957 **18**, 518). — The efficiency of an ionisation chamber for γ rays having been determined, a formula is given for the calculation of the absolute value of a γ ray source, upon the condition that the disintegration scheme is known.

The geophysical year and the ionosphere, by the R. P. Lejay (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 481). — A brief history of the organization of the Geophysical Year and of the development of its programme. General view of this programme concerning the atmosphere, and in particular the very high atmosphere. Some of the researches planned about the ionosphere, winds and ionospheric absorption. Remarks on the conditions for making full use of the observations of the Geophysical Year.

On the theory of magnetic birefringence and other phenomena of molecular orientation in diamagnetic liquids, by A. Piekara and S. Kielich, Institute of Physics, Polish Academy of Science ; Physical Laboratory, Adam Mickiewicz University, Poznan (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 490). — The authors have calculated the molar constant of magnetic birefringence and those of other molecular orientational effects : electric birefringence, dielectric polarization, electric saturation of the dielectric polarization or effect of the electric field on the dielectric permittivity, and, finally, magnetic saturation of the dielectric polarization or effect of the magnetic field on the electric permittivity. It was assumed that the molecules are anisotropic with regard to their optical, electric and magnetic properties and are subject to the interaction of the surrounding molecules. Without making any assumption on the nature of the intramolecular forces and the shape of the molecules general formulas are obtained, the sole assumption being that the molecules may be considered to have rotational symmetry. On the basis of these formulas it is possible to relate the variation $\Delta\varepsilon^m_{sat}$ of the dielectric permittivity resulting from the effect of the magnetic field to the Cotton-Mouton and Kerr constants. The relation obtained makes a prediction of $\Delta\varepsilon^m_{sat}$ possible providing the local field acting upon the molecule is known. Assuming the Lorentz field or the Onsager field, values of $\Delta\varepsilon^m_{sat} = 5 \times 10^{-5}$ and 2×10^{-5} respectively are obtained for nitrobenzene in a magnetic field of 40 kOe.

In particular, assuming that the intermolecular forces are due mainly to the molecule momentarily nearest to the one considered (pair coupling), and assuming the flattened or allongated form of molecules yielding minimum potential energy at parallel or antiparallel array of the molecular dipoles respectively, the formulas obtained previously by one of us result. According to these formulas, the molar Cotton-Mouton constant of nitrobenzene, when dissolved in a non-polar solvent, rises rapidly with the concentration, whereas the electric saturation of the dielectric polarization changes its sign, becoming positive. These are, in fact, the two effects experimentally observed.

Spectres d'absorption et de fluorescence des radicaux produits par la décharge haute fréquence dans quelques vapeurs aromatiques et fixés à basse température, par Mlle Yvonne LORTIE, Laboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 520). — L'étude des spectre d'absorption UV et visible et des spectres de fluorescence des radicaux produits par une décharge à haute fréquence dans des vapeurs de toluène, d'éthylbenzène et de benzylamine, fixés dès que formés par condensation à basse température, a permis de mettre en évidence quatre particules distinctes : A, formée dans toutes les conditions d'excitation dans les trois vapeurs, identifiable, sans doute, au radical benzyle ; B, formée par excitation plus poussée du toluène et de l'éthylbenzène ; C_1, donnée seulement par le toluène ; C_2, donnée seulement par l'éthylbenzène.

Polarimétrie dans l'infrarouge, par R. DUVERNEY et Mlle A. M. VERGNOUX, Faculté des Sciences de Montpellier (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 527). — Les mesures polarimétriques s'étendent, on le sait, à tout le domaine infrarouge, où leurs applications sont importantes.

Nous décrivons ici, en nous basant sur une bibliographie aussi complète que possible, les techniques propres à cette région spectrale, tant du point de vue des polariseurs que des montages polarimétriques et de leur utilisation.

Extension de la théorie fonctionnelle aux corpuscules de spin 1/2, par Florence AESCHLIMANN, Institut Henri-Poincaré, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 523). — Extension de la théorie fonctionnelle des corpuscules, d'abord au cas d'un corpuscule soumis à des forces ne dérivant pas d'un potentiel en théorie non relativiste et sans spin, puis au cas d'un corpuscule de spin 1/2 en théorie non relativiste, enfin au cas d'un corpuscule de spin 1/2 en théorie relativiste.

Pour un corpuscule à spin, trois cas sont à distinguer : 1° en théorie non-relativiste les termes non-linéaires Q_1 et Q_2 dérivent d'un potentiel scalaire complexe ; en théorie relativiste les termes non-linéaires Q_i dérivent d'un quadrivecteur complexe ; dans ce cas il y a une relation linéaire entre les Q_i ; 2° il n'y a pas de relation linéaire entre les Q_i qui sont les éléments considérés comme fondamentaux ; les Q_i doivent alors être développés sur une base des matrices associées au corpuscules (matrices $\mathbf{s}$ de Pauli dans le cas non-relativiste, matrices $\boldsymbol{\alpha}$ de Dirac dans le cas relativiste). Le développement comprend 4 termes dans le cas non-relativiste et de 6 à 16 termes sauf 13 dans le cas relativiste ; 3° on considère que les éléments fondamentaux sont les coefficients $\mathcal{N}$ de ces développements et que les Q_i en dérivent.

Extension of the functional ftheory to particles of spin 1/2, by Florence AESCHLIMANN, Institut Henri-Poincaré, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 523). — Generalization of the functional theory of particles : (1) in the case of a particle under forces which do not derive from a potential in the non relativistic theory without spin ; (2) in the case of a particle of spin 1/2 in the non relativistic theory; (3) in the case of a particle of spin 1/2 in special relativity.

For a particle with spin, three cases are to be distinguished : (1) in the non relativistic theory, the non linear terms Q_1 and Q_2 derive from a complex scalar potential ; in the relativistic theory, the non linear terms Q_i derive from a complex quadrivector; in this case there exists a linear relation between the Q_i ; (2) there is non linear relation between Q_i which are considered as the fundamental elements ; the Q_i are to be developed on a basis of the matrices associated to the particles (Pauli's s-matrices in the non relativistic case, Dirac's matrices in the relativistic case). The development includes four terms in the non relativistic case and 6 to 16 (except 13) in the relativistic case ; (3) we look upon the coefficients $\mathcal{M}$ of these developments as being the fundamental elements, and the Q_i as deriving from them.

Absorption and fluorescence spectra of radicals obtained by high frequency discharge in some aromatic vapours, and fixed at low temperature, by Mlle Yvonne LORTIE, Laboratoire des Recherches Physiques, Faculté des Sciences (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 520). — The study of UV and visible absorption spectra and of fluorescence spectra of the radicals producted by a h. f. discharge in toluene, ethylbenzene and benzylamine vapors, fixed as soon as they are formed, by condensation at low temperature, has produced the evidence of four distinct particles : A, formed in all the conditions of excitation for the three vapors, identifiable probably as the benzyl radical ; B, formed by greater excitation of toluene and ethylbenzene ; C_1, only given by toluene ; C_2, only given by ethylbenzene.

Infra-red polarimetry, by R. DUVERNEY and Mlle A. M. VERGNOUX, Faculté des Sciences de Montpellier (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 527). — Polarimetric measurements are performed, as it is well known, in the whole range of infra-red, and infra-red polarimetry has important applications.

We describe here, according to a bibliography as comprehensive as possible, the technique used in this spectral field (polarizers and polarizing desings) and its utilisations.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 3e trim. 1957. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).